

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR LE TITRE D'INGENIEUR-DOCTEUR

PAR

Michel NICOLAS

PREMIERE THESE

SONDAGE D'UN PLASMA PAR UN FAISCEAU MONOENERGETIQUE
DE POTASSIUM

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Soutenues le 18 Novembre 1971 devant la Commission d'Examen

M M. GRIVET

Président

SEPTIER
RENAUD
TACHON

} Examineurs

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR LE TITRE D'INGENIEUR-DOCTEUR

PAR

Michel NICOLAS

PREMIERE THESE

SONDAGE D'UN PLASMA PAR UN FAISCEAU MONOENERGETIQUE
DE POTASSIUM

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Soutenues le 18 Novembre 1971 devant la Commission d'Examen

M M. GRIVET

Président

SEPTIER
RENAUD
TACHON

} Examineurs



REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué dans les laboratoires du Département de Physique des Plasmas et de Recherches sur la Fusion Contrôlée au Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur GRIVET d'avoir accepté de diriger ma thèse.

Je remercie MM. TROCHERIS et PREVOT de m'avoir accueilli dans leurs laboratoires, ainsi que M. SEPTIER qui a bien voulu juger ce travail.

Mes remerciements vont tout particulièrement à MM. TACHON et RENAUD, qui a conçu l'appareillage que j'ai utilisé, pour leurs nombreux conseils et suggestions toujours très efficaces et pour leur aide bienveillante.

Les discussions que j'ai eues avec M. LECOUSTEY ont toujours été fructueuses ; qu'il en soit remercié.

Que M. LAUNOIS, pour son aide fréquente et amicale, M. BERNIER pour sa patience et son habileté manuelle trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Je tiens également à remercier MM. ALPHONSE, MAHE, RETUREAU pour leur soutien en électronique ; KESNER qui m'a aidé pour les calculs numériques ; BONNEL pour les réalisations mécaniques ; ainsi que tous ceux dont l'amicale collaboration a toujours été hautement appréciée.

SONDAGE D'UN PLASMA PAR UN FAISCEAU MONOENERGETIQUE DE POTASSIUM

RESUME

L'intérêt de l'utilisation d'un faisceau de neutres atomiques ou moléculaires comme diagnostic des plasmas réside dans son application possible à une large gamme de densité et de température. Par un choix judicieux de la nature et de la vitesse du faisceau, la mesure de la transparence du plasma à ce faisceau permet de déduire la densité pourvu que l'on connaisse les différents processus d'atténuation et les sections efficaces correspondantes.

Dans le cas d'un plasma d'hydrogène, de densité superficielle $n^* = \int n(x) dx$ comprise entre 10^{10} et 10^{14} particules. cm^{-2} , la recherche d'une bonne valeur de l'atténuation et des résolutions spatiale et temporelle suffisantes amène à choisir un faisceau d'atomes de potassium monocinétiques, dont l'énergie est comprise entre 0,5 et 2 keV.

L'ionisation par impact électronique et l'échange de charge avec les protons constituent les deux processus prépondérants d'ionisation du potassium. Les ions formés étant déviés par le champ magnétique nécessaire au confinement du plasma, il en résulte une atténuation du faisceau atomique émergeant du plasma. Cette atténuation dépend :

- de la densité superficielle n^* si $T_e \gg 100eV$ et $T_i < 50eV$
- de n^* et T_e si $5 < T_e < 100eV$ et $T_i < 50eV$
- de n^* et T_i si $T_e \gg 100eV$ et $T_i > 50eV$
- de n^* , T_e et T_i si $5 < T_e < 100eV$ et $T_i > 50eV$

(T_e et T_i étant respectivement les températures électronique et ionique du plasma).

La source réalisée comprend :

- une surface de tungstène poreux chaud, permettant la formation des ions K^+ par ionisation de surface ;
 - une optique ionique, formant le faisceau ionique monocinétique
 - une chambre de neutralisation par échange de charge résonnant.
- Elle permet l'obtention d'un faisceau de neutres de $10^{-7} A$ équivalent à 2 m de la source (surface de l'ouverture du détecteur : 12 mm^2), pour un courant ionique de $100 \mu A$ sortant de l'optique.

La mesure de l'atténuation est effectuée à l'aide d'un analyseur en énergie, qui permet de s'affranchir des signaux dus à l'émission propre du plasma. Après ionisation du faisceau émergeant sur de l'oxygène, les ions K^+ traversent un analyseur électrostatique et sont détectés par un ensemble à émission secondaire et photoscintillation, procédé qui permet de bénéficier du très grand gain des tubes photomultiplicateurs. La résolution en énergie de cet analyseur (5 %) a permis de vérifier l'étroitesse du spectre de vitesses du faisceau alcalin ; le temps de réponse très court du détecteur ($0,1 \mu s$) fait que la résolution temporelle de l'ensemble n'est limitée que par le temps de transit des atomes de potassium dans le plasma étudié.

Cet ensemble source-détecteur a permis de mesurer la densité superficielle du plasma de la machine DECA II B et de suivre son évolution au cours du temps. Les valeurs obtenues sont en bon accord avec celles obtenues par interférométrie en microondes ($\lambda = 4 \text{ mm}$). La mobilité de la source et du détecteur par rapport à la machine a permis de suivre l'évolution temporelle du profil radial du plasma. Ces mesures de densité et de profil à l'aide du faisceau alcalin sont possibles dans un intervalle de temps où les autres diagnostics disponibles sur la machine ne pouvaient être employés.

SONDAGE D'UN PLASMA PAR UN FAISCEAU MONOENERGETIQUE D'ATOMES DE POTASSIUM

INTRODUCTION

1. PRINCIPE DU DIAGNOSTIC

11. Principes généraux de l'atténuation

- 111. Expression générale de l'atténuation
- 112. Choix de la nature et de l'énergie du faisceau
- 113. Exemples d'utilisation. But recherché.

12. Etude de l'atténuation d'un faisceau de potassium par un plasma d'hydrogène.

- 121. Ionisation par les électrons
- 122. Echange de charge avec les protons
- 123. Ionisation par impact avec les protons
- 124. Diffusion élastique
- 125. Expression de l'atténuation
 - 1251. Taux d'ionisation moyen par les électrons
 - 1252. Vitesse des atomes du faisceau
 - 1253. Taux d'ionisation moyen par les ions.
- 126. Variations de l'atténuation
 - 1261. Plasmas tels que $\langle E_i \rangle < 50\text{eV}$
 - 1262. Plasmas tels que $\langle E_i \rangle > 50\text{eV}$

13. Conclusion.

2. REALISATION DU DIAGNOSTIC

21. Etude de la source

211. Choix du type de source

212. La source de potassium neutre rapide

2121. La source d'ions

2122. L'optique ionique

2123. Performances du canon ionique

2124. Neutralisation

2125. Etude du faisceau de neutres

213. Avantages de la source.

22. Etude de la détection

221. Choix du détecteur

222. Choix de la cible de réionisation

223. Ensemble de détection. Spectre du faisceau.

23. Conclusion

24. Remarque

3. UTILISATION DU DIAGNOSTIC

31. Description de la machine DECA II B

32. Evolution temporelle du plasma

33. Ensemble expérimental de mesure

34. Traitement des informations délivrées par le détecteur.

341. Echantillonnage et comptage

342. Intégration

343. Modulation et détection accordée.

35. Résultats

351. Evolution temporelle de la densité superficielle

- 352. Comparaison avec l'interférométrie en microondes
- 353. Etude du profil du plasma

36. Conclusions.

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

FIGURES

o
o o

Annexe 1 : Influence de la distribution des vitesses des atomes du faisceau sur la forme du signal d'atténuation recueilli à l'aide d'un détecteur idéal

Annexe 2 : Caractères fondamentaux de l'ionisation de surface.

INTRODUCTION

La connaissance des grandeurs physiques caractéristiques des plasmas de laboratoire, milieux de nature instable, est généralement difficile (grande gamme de densité et d'énergie, présence de champs électriques et magnétiques souvent importants, sensibilité très élevée à toute influence extérieure) ce qui a entraîné la mise au point de très nombreuses méthodes de mesure.

Les méthodes internes (sonde de Langmuir par exemple) perturbant le plasma, les méthodes de mesure externes ont été développées. Elles sont soit passives (étude des particules ou des rayonnements émis par le plasma) par exemple analyse énergétique des neutres sortant du plasma, soit actives (interaction du plasma avec un rayonnement électromagnétique ou un faisceau de particules ; par exemple, détermination de la densité électronique à l'aide d'un faisceau laser).

L'utilisation de faisceaux de neutres atomiques ou moléculaires constitue une méthode de mesure externe active, applicable dans une large gamme de densité n et de températures T à la plupart des plasmas de laboratoires. Par un choix judicieux de la nature et de l'énergie des particules du faisceau, la mesure de la transparence du plasma à ce faisceau permet de déduire n et T pourvu que l'on connaisse les différents processus d'atténuation et les sections efficaces correspondantes.

Après avoir présenté les principes généraux de la méthode de diagnostic fondée sur les faisceaux de neutres et rappelé quelques unes des expériences les plus récentes, nous aborderons le but

principal de ce travail qui est l'étude et la réalisation d'une source monoénergétique d'atomes de potassium, d'énergie réglable entre 0,5 et 2 keV. Ce faisceau, associé à un détecteur sélectif et de faible acceptance, a été utilisé pour mesurer la densité d'un plasma d'hydrogène (ordre de grandeur 10^{12} à 10^{13} part. cm^{-3}), de durée brève (quelques centaines de microsecondes) et pour étudier l'évolution temporelle de son profil.

I. PRINCIPE DU DIAGNOSTIC

1.1. PRINCIPES GENERAUX

Le principe général des méthodes fondées sur l'utilisation de faisceaux de particules est extrêmement simple (fig. 1) : une source émet un faisceau en direction d'un détecteur, ce dernier enregistre un signal d'amplitude I_0 . Lorsque le faisceau traverse un plasma, l'amplitude de ce signal est I_1 . La valeur de l'atténuation :

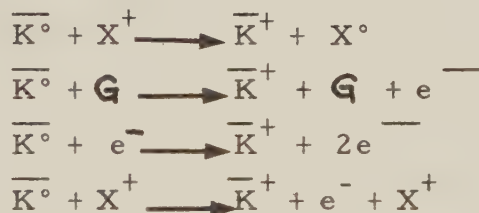
$$A = \frac{I_0 - I_1}{I_0}$$

traduit la transparence du plasma, liée à ses caractéristiques physiques et au faisceau considéré.

1.1.1. Expression générale de l'atténuation

Lorsqu'un faisceau de particules neutres (que nous appellerons $\overline{K}^0$, K désignant le type de la particule, du potassium par exemple, 0 que la particule est neutre et le trait qu'elle est rapide) traverse un plasma, une fraction est ionisée par l'un ou plusieurs des processus suivants :

- échange de charge, résonnant ou non,
avec les ions X^+ du plasma.
- ionisation sur le gaz résiduel
- ionisation par impact électronique
- ionisation par impact ionique



Il en résulte une diminution de l'intensité du faisceau de neutres émergeant du plasma.

Cette atténuation A du faisceau est liée à la probabilité d'impact P des particules du faisceau avec celles du milieu que ce dernier traverse.

$$A = 1 - \frac{I_1}{I_0} = 1 - P \quad (1)$$

Or l'expression générale de la probabilité pour qu'une particule de type i traverse, en conservant sa nature et sa vitesse initiale, un milieu où elle est susceptible de subir des interactions de type k avec des assemblées de particules cibles de type j s'écrit :

$$P(v_i) = \exp - \left[\sum_j \sum_k \int_0^x \frac{n_j(x) dx}{v_i} \int_0^\infty \sigma_k(v_{ij}) v_{ij} f(\vec{v}_j) d\vec{v}_j \right] \quad (2)$$

avec : x : distance parcourue dans le milieu

$n_j(x)$: densité des particules de type j au voisinage du point x

v_i : vitesse initiale des particules incidentes

σ_k : section efficace totale de l'interaction i, j de type k

v_{ij} : module de la vitesse relative d'impact ($v_{ij} = |\vec{v}_i - \vec{v}_j|$)

$f(\vec{v}_j)$: fonction de distribution des vitesses des particules j au voisinage du point x

Si $g(\vec{v}_i)$ représente la fonction de distribution des vitesses des particules incidentes avant la traversée du milieu ($x \leq 0$), on a :

$$P = \int_0^\infty P(v_i) g(\vec{v}_i) d\vec{v}_i / \int_0^\infty g(\vec{v}_i) d\vec{v}_i = \langle P(v_i) \rangle \quad (3)$$

Cette expression suppose que $P(v_i)$ est la même pour toutes les particules du faisceau ayant la même vitesse $\vec{v}_i$, ce qui implique que le faisceau soit parallèle et de petite dimension transversale par rapport à celle du milieu et, éventuellement, par rapport à la longueur

caractéristique du gradient transversal de densité. L'atténuation s'écrit donc :

$$A = 1 - \frac{I_x}{I_0} = 1 - \langle P(v_i) \rangle$$

avec I_x intensité du faisceau à l'abscisse x et dans la direction initiale.

Si l'on considère que la fonction de distribution des vitesses $f(\vec{v}_j)$ ne dépend pas du point d'abscisse x considéré, ce qui est la plupart du temps légitime, la probabilité d'impact s'écrit :

$$P(v_i) = \exp - \left[\sum_j \sum_k \frac{\langle \sigma_k(v_i) v_i \rangle}{v_i} \int_0^x n_j(x) dx \right]$$

On appelle : $n_j^* = \int_0^x n_j(x) dx$ la densité superficielle moyenne des particules j suivant la trajectoire des particules incidentes ;

$\langle \sigma_k(v_i) v_i \rangle$ le taux d'interaction de type k

$\frac{\langle \sigma_k(v_i) v_i \rangle}{v_i}$ la section efficace effective de l'interaction de type k entre les particules i et j .

Si la vitesse v_j des particules rencontrées est beaucoup plus grande que celle v_i du faisceau incident, le taux d'interaction devient

$\langle \sigma_k(v_j) v_j \rangle$ et on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} P(v_i) = \exp - \sum_j \sum_k \frac{\langle \sigma_k(v_j) v_j \rangle}{v_i} \int_0^x n_j(x) dx \\ v_j \gg v_i \end{array} \right.$$

Dans le cas contraire, $P(v_i)$ ne dépend plus de la vitesse des particules cibles mais de leur densité :

$$\left\{ \begin{array}{l} P(v_i) = \exp - \sum_j \sum_k \sigma_k(v_i) \int_0^x n_j(x) dx \\ v_j \ll v_i \end{array} \right.$$

Enfin dans le cas d'un faisceau parallèle monoénergétique

$\langle P(v_i) \rangle = P$ et l'atténuation a une valeur simple $A = 1 - P$. La mesure de A permet alors de déduire la densité n_j^* à condition de connaître les sections efficaces σ_k et les fonctions de distribution $f(\vec{v}_j)$ des particules du plasma dont les vitesses v_j sont $\approx v_i$.

Cette méthode sera donc intéressante dans la mesure où il existe un processus prédominant pour lequel on connaît bien la section efficace, ce qui impose la nature et l'énergie du faisceau de mesure pour un plasma donné.

1.1.2. Choix de la nature et de l'énergie du faisceau

Seuls un champ magnétique faible et/ou une énergie du faisceau élevée permettent d'utiliser un faisceau d'ions ou de faire des mesures sur les ions créés à partir d'un faisceau de neutres [1]. Dans la plupart des cas, les champs magnétiques nécessaires au confinement des plasmas imposent l'emploi de faisceaux de neutres, les ions formés étant déviés hors de l'angle d'ouverture du détecteur utilisé.

Le choix de la gamme d'énergie et de l'élément constitutif du faisceau est fixé par les critères suivants :

a) avoir une atténuation mesurable avec autant de précision que possible; on peut admettre qu'elle doit être comprise entre 10 % et 90 %.

b) avoir un temps de résolution suffisamment court pour suivre l'évolution temporelle du plasma. Ce temps est défini par $t_r = \ell / v_i$ où ℓ est la longueur de plasma traversée par les particules incidentes de vitesse v_i . Une dispersion Δv_i de cette vitesse augmente t_r et entraîne une déformation du signal reçu sur le détecteur (voir annexe 1).

c) Avoir un processus d'atténuation prépondérant de façon à pouvoir tirer une information d'une seule mesure d'atténuation. En effet, si plusieurs processus d'atténuation peuvent avoir lieu et si aucun des paramètres du plasma n'est connu, il faudra autant de faisceaux de natures ou d'énergies différentes que de grandeurs à mesurer.

Il résulte de ces critères que le choix du type de faisceau et de son énergie dépend de la nature et de la température des constituants du plasma, c'est-à-dire des ordres de grandeur des sections efficaces, et de leurs densités.

1.1.3. Exemples d'utilisation. But recherché.

Le souci de rechercher un processus d'atténuation prépondérant a conduit à utiliser :

- l'échange de charge résonnant /2/ en employant un faisceau d'atomes du même élément que les ions du plasma.

- l'ionisation par électrons du plasma d'un faisceau d'atomes alcalins, processus dont la section efficace est très grande surtout aux basses énergies et dépend beaucoup de la température électronique jusqu'à 50 eV.

Le tableau (Fig. 2) /1, 3 à 13/ donne un aperçu des nature et énergie de faisceaux utilisés récemment ainsi que les paramètres du plasma qu'ils ont permis de mesurer.

A titre de comparaison ce tableau comporte également les caractéristiques du faisceau dont l'étude a fait l'objet du présent travail. Notre but est de déterminer avec une résolution temporelle de quelques microsecondes la densité d'un plasma d'hydrogène dont les caractéris-

tiques moyennes attendues sont : densité 10^{12} à 10^{13} cm^{-3} , températures électronique $\approx 20\text{eV}$ et ionique $\approx 500\text{eV}$, dimension transversale de quelques centimètres.

Dans ce domaine de densité, compte tenu de l'énergie du faisceau nécessaire pour obtenir la résolution temporelle, la sensibilité d'un faisceau d'hydrogène aux variations de densité est très faible. Pour les alcalins cette sensibilité est beaucoup plus grande, particulièrement pour le potassium qui possède une grande section efficace d'ionisation par les électrons (10^{-15} cm^{-2} au lieu de 10^{-17} cm^{-2} pour l'échange de charge proton-hydrogène et de 10^{-15} cm^{-2} pour l'ionisation de l'hydrogène par les électrons).

Nous allons donc examiner en détail les différents processus d'atténuation d'un faisceau d'atomes de potassium par un plasma d'hydrogène.

1.2. ETUDE DE L'ATTENUATION D'UN FAISCEAU DE POTASSIUM PAR UN PLASMA D'HYDROGENE

Les processus d'atténuation possibles dans ce cas sont :

- l'ionisation par impact sur électrons : $\overline{\text{K}}^0 + e^- \rightarrow \text{K}^+ + 2e^-$
- l'ionisation par impact sur les ions H^+ : $\overline{\text{K}}^0 + \text{H}^+ \rightarrow \overline{\text{K}}^+ + \text{H}^+ + e^-$
- l'échange de charge avec les ions H^+ : $\overline{\text{K}}^0 + \text{H}^+ \rightarrow \overline{\text{K}}^+ + \text{H}^0$
- la diffusion élastique sur les ions H^+ , les neutres résiduels H^0 , les électrons.

1.2.1. Ionisation par les électrons

Dans ce type d'interaction la vitesse relative d'impact sera égale à la vitesse des électrons car même si l'énergie électronique est de 10eV et celle du faisceau alcalin incident de 1 keV , le rapport des masses étant de l'ordre de 10^5 (71.500 dans le cas du potassium) celui

des vitesses est $\frac{v_A}{v_e} = \sqrt{\frac{T_A m_e}{T_e m_a}} \approx 0,04$.

La figure 3 donne la valeur de la section efficace σ_i pour une température électronique variant jusqu'à 300eV (d'après /14/15/ de 0 à 20eV et /16/ pour les plus grandes valeurs). D'après la figure 4, le taux d'ionisation $\sigma_i v_e$ varie peu avec la température électronique, du moins pour $T_e > 50$ eV ; on pourra donc poser $\langle \sigma_i v_e \rangle = 3,0 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

1.2.2. Echange de charge avec les ions H^+

La section efficace d'échange de charge entre le potassium, supposé au repos, et des protons d'énergie E_{H^+} est représentée sur la figure 5 établie d'après les valeurs expérimentales de /17/ pour les énergies $E_{H^+} > 1$ keV et les valeurs théoriques de /18/ pour les énergies plus petites.

Dans ce type d'interaction la vitesse relative d'impact $\vec{v}_i$ est telle que : $\vec{v}_i = \vec{v}_{H^+} - \vec{v}_{K^0}$ avec $v_i^2 = v_{H^+}^2 + v_{K^0}^2 - 2 v_{H^+} v_{K^0} \cos \theta$, $\vec{v}_{K^0}$ et $\vec{v}_{H^+}$ étant respectivement les vitesses des atomes de potassium et des protons. L'énergie moyenne d'impact (1) est :

$$\bar{E}_{H^+} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} m_{H^+} v_i^2(\theta) d\theta = E_{H^+} + \frac{m_{H^+}}{m_{K^0}} E_{K^0}$$

Ainsi pour des atomes de potassium

de $E_{K^0} = 1$ keV et des protons de

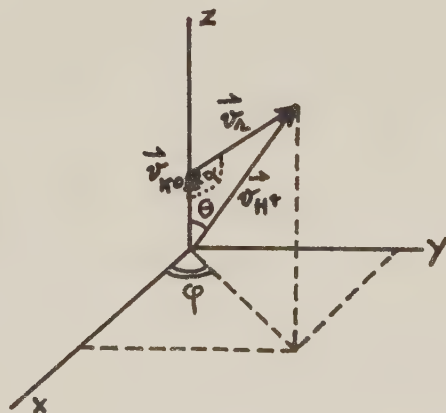
$E_{H^+} = 500$ eV l'énergie moyenne d'impact est de $\bar{E}_{H^+} = 525,6$ eV et

la section efficace correspondante vaut $\sigma_{ech} = 6,4 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$. Le taux

d'ionisation du potassium $\sigma_{ech} v_i$

a la même valeur que celui obtenu

avec des électrons de 20eV ($\sigma_i v_e \approx \sigma_{ech} v_i = 20,3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$). (fig. 6)



(1) L'énergie moyenne d'impact $\bar{E}_{H^+}$ est définie comme étant l'énergie que devrait posséder un faisceau monoénergétique de protons frappant des atomes de potassium au repos, avec une vitesse v_i .

La figure 7 permet de comparer les taux d'ionisation obtenus avec des électrons de $5 < T_e < 500 \text{ eV}$ et des protons de :
 $50 < E_{H^+} < 2 \cdot 10^4 \text{ eV}$ pour des énergies du potassium $10^2 < E_K < 10^4 \text{ eV}$.

1. 2. 3. Ionisation par impact avec les ions H^+

La section efficace d'ionisation par impact avec les protons a été représentée sur la fig. 5 d'après les valeurs de /19/. Elle est très petite devant celle correspondant à l'échange de charge jusqu'à des énergies d'impact de l'ordre de 5 keV. Pour le plasma considéré ($\langle E_{H^+} \rangle \approx 500 \text{ eV}$) ce phénomène pourra être négligé si le faisceau de potassium a une énergie $< 200 \text{ keV}$.

1. 2. 4. Diffusion élastique

La diffusion élastique des atomes du faisceau peut se faire sur les atomes d'hydrogène résiduel entourant le plasma.

L'application de la théorie ondulatoire à la collision entre deux sphères rigides de rayons r_{H^0} et r_K /20/ conduit à la section efficace totale de diffusion élastique:

$$\sigma_d = 2\pi (r_{H^0} + r_K)^2$$

En prenant $r_K = 1,33 \text{ \AA}$ et $r_{H^0} = a_0 = 0,529 \text{ \AA}$, on obtient $\sigma_d = 2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$

Comparons l'atténuation du faisceau due à cette diffusion à celle due à l'ionisation par impact électronique, ce qui revient à calculer

$$(n_{H^0} \sigma_d \langle v_{H^0} \rangle / v_{K^0}) / (n_e \langle \sigma_i v_e \rangle / v_{K^0})$$

Avec une pression de 10^{-7} torr de gaz à 300°K , $10^{12} \text{ électrons.cm}^{-3}$ à 20 eV ce rapport vaut $\approx 10^{-4}$. La diffusion élastique sur les neutres est donc négligeable.

On peut évaluer l'ordre de grandeur de l'atténuation par diffusion élastique sur les protons en prenant comme section efficace totale

la même valeur que pour la diffusion sur les atomes neutres. Le calcul de $(n_i \sigma_i \langle v_i \rangle / v_K) / (\eta_e \langle \sigma_i v_e \rangle / v_K)$ effectué avec $n_i = n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_i \approx 500 \text{ eV}$, $E_{K0} = 1 \text{ keV}$ montre que ce rapport est $< 0,1$.

La précision des mesures d'atténuation et les incertitudes sur les valeurs des sections efficaces d'ionisation par les électrons et d'échange de charge avec les protons, permettent de négliger cette diffusion sur les protons et a fortiori sur les électrons.

1.2.5. Expression de l'atténuation

L'ionisation par les électrons et l'échange de charge avec les protons étant les deux processus d'atténuation prédominants, cette dernière a pour expression :

$$A = 1 - \exp - \left[\frac{\langle \sigma_i v_e \rangle}{\langle v_K \rangle} \int_0^x \eta_e(x) dx + \frac{\langle \sigma_{ech} v_i \rangle}{\langle v_K \rangle} \int_0^x \eta_i(x) dx \right]$$

expression dont le calcul demande la connaissance des taux d'ionisation moyens $\langle \sigma_i v_e \rangle$ et $\langle \sigma_{ech} v_i \rangle$ donc des distributions électroniques et ioniques et de la vitesse des atomes du faisceau de potassium.

1.2.5.1. Taux d'ionisation moyen par les électrons

Les variations rapides de σ_i en dessous d'une température $T_e = 50 \text{ eV}$ ne permettent pas d'utiliser une expression algébrique de $\sigma_i(T_e)$. Il faut donc faire le calcul numérique de $\langle \sigma_i v_e \rangle$ sur une fonction de distribution de la vitesse des électrons que l'on suppose maxwellienne. Ce calcul effectué par MEYER /12/ conduit à la courbe 8 donnant la valeur de $\langle \sigma_i v_e \rangle$ en fonction de T_e jusqu'à 100 eV . Au-delà de cette température, le taux d'ionisation ne varie pratiquement plus et vaut $2,85 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour ce type de distribution.

Pour calculer le taux d'ionisation pour les ions, la connaissance

de la fonction de distribution des vitesses ioniques et celle des vitesses des atomes du faisceau est nécessaire.

1. 2. 5. 2. Vitesse des atomes du faisceau

L'influence directe de la vitesse v_k des atomes du faisceau sur la valeur de l'atténuation exige la connaissance de la distribution $f(v_k)$.

L'emploi d'un faisceau monoénergétique permet de s'affranchir de ce problème tout en améliorant la résolution temporelle de la mesure (voir annexe 1).

Le choix de la valeur de cette vitesse unique est dicté par la résolution temporelle cherchée, qui demande une vitesse élevée, et une atténuation suffisante du faisceau, qui réclame une vitesse suffisamment lente. Ces considérations amènent à fixer la gamme d'énergie dans laquelle la source de potassium devra pouvoir fonctionner : $0,5 < E_{K^0} < 2 \text{ keV}$.

1. 2. 5. 3. Taux d'ionisation moyen par les ions

L'adoption d'un faisceau monoénergétique facilite le calcul de $\langle \sigma_{ech} v_n \rangle$, puisque ce taux d'ionisation par les ions ne dépend plus que de la distribution $f(\vec{v}_{H+})$ ionique.

Le passage de la fonction de distribution en vitesse des ions à celle en vitesse relative s'écrit :

$$F(v_n) dv_n = 2\pi \int_0^\pi (f(\vec{v}_{H+}) v_n^2 dv_n) \sin \alpha d\alpha$$

avec
$$v_{H+}^2 = v_k^2 + v_n^2 - 2 v_k v_n \cos \alpha$$

Ainsi pour une distribution maxwellienne des vitesses, la distribution des vitesses relatives s'écrit :

$$F(v_2) dv_2 = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2\pi}} \left[e^{-\frac{3}{2} \left(\frac{v_2 - v_h}{v_{th}} \right)^2} - e^{-\frac{3}{2} \left(\frac{v_2 + v_h}{v_{th}} \right)^2} \right] \frac{v_2}{v_h v_{th}} dv_2$$

avec $v_{th} = \sqrt{\frac{3 k \langle T_i \rangle}{m_i}}$

Dans la pratique, le calcul du taux d'ionisation moyen :

$$\langle \sigma_{ech} v_1 \rangle = \frac{\int_0^\infty \sigma_{ech}(v_2) v_2 F(v_2) dv_2}{\int_0^\infty F(v_2) dv_2}$$

exige la connaissance expérimentale du spectre des vitesses ioniques du plasma d'hydrogène dont on veut mesurer la densité.

1. 2. 6. Variations de l'atténuation

Pour étudier les variations de l'atténuation du faisceau de mesure en fonction de la densité du plasma mesuré, nous distinguerons successivement deux cas, selon la température moyenne des ions.

1. 2. 6. 1. Plasmas avec $\langle E_i \rangle < 50 \text{ eV}$

Pour ces plasmas, dans la gamme d'énergie du faisceau choisie ($0,5 < E_K < 2 \text{ keV}$) seule l'ionisation par impact électronique joue un rôle. La figure 9 représente l'atténuation d'un faisceau de potassium monoénergétique par un plasma d'hydrogène de densité superficielle $n_e^* = \int_0^x n_e(x) dx$ pour différentes valeurs de E_K et une température électronique $\langle T_e \rangle \geq 100 \text{ eV}$.

Dans la pratique, il est plus commode de se servir de la transmission du faisceau $T = 1 - A = \frac{I}{I_0}$. La fig. 10 représente les variations de T en fonction de n_e^* pour différentes énergies de faisceau et toujours pour $\langle T_e \rangle \geq 100 \text{ eV}$. La courbe 11 permet de déterminer le coefficient $\delta(T_e)$ de correction de température pour $5 < \bar{T}_e < 100 \text{ eV}$ (distribution maxwellienne) rendant ainsi l'abaque $T(n_e^*)$ utilisable dans tous les cas. Enfin le temps mis par les atomes du faisceau pour

parcourir la distance qui sépare le plasma du détecteur peut être déterminé à l'aide de la figure 12, suivant la valeur de l'énergie du faisceau.

1. 2. 6. 2. Plasmas avec $\langle E_i \rangle > 50 \text{ eV}$

Pour ces plasmas, l'atténuation du faisceau dépend des quatre paramètres $n_e, \langle T_e \rangle, n_i, \langle T_i \rangle$ du plasma traversé, et de l'énergie E_k du faisceau.

Le taux de transmission du faisceau pour un tel plasma a pour expression

$$T = \exp - \left[\frac{\langle \sigma_i v_e \rangle_{T_e}}{v_k} \int n_e(x) dx + \frac{\langle \sigma_{ech} v_i \rangle_{T_i}}{v_k} \int n_i(x) dx \right]$$

ce qui, compte tenu de la neutralité électrique du plasma peut s'écrire :

$$\ln T = - \frac{1}{v_k} \left(\langle \sigma_i v_e \rangle_{T_e} + \langle \sigma_{ech} v_i \rangle_{T_i} \right) n^*$$

avec

$$n^* = \int n_e(x) dx = \int n_i(x) dx$$

ce qui suppose que le plasma froid entourant éventuellement le plasma chaud est à très basse température électronique ($T_e < 43 \text{ eV}$)

En définissant les coefficients :

$$\delta(T_e) = \frac{\langle \sigma_i v_e \rangle_{T_{e0}}}{\langle \sigma_i v_e \rangle_{T_e}}$$

$$\gamma(T_i) = \frac{\langle \sigma_{ech} v_i \rangle_{T_{i0}}}{\langle \sigma_{ech} v_i \rangle_{T_i}}$$

avec :

$$\langle \sigma_i v_e \rangle_{T_{e0}} = \langle \sigma_{ech} v_i \rangle_{T_{i0}} = 28,3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \left\{ \begin{array}{l} T_{e0} = 100 \text{ eV} \\ T_{i0} \approx 800 \text{ eV} \end{array} \right\}$$

le taux de transmission est tel que

$$\ln T = - \frac{1}{v_k} \langle \sigma_i v_e \rangle_{T_{e0}} \left(\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\gamma} \right) n^*$$

Or la fig. 9 représente les courbes de variations de :

$$\ln T = - \frac{1}{v_k} \langle \sigma_i v_e \rangle_{T_{e0}} n_e^*$$

Comme il y a identité formelle entre $\ln T = f(n^*)$

et $\ln T = f(n_e^*)$, l'abaque de la fig. 9 demeure utilisable dans ce cas, en écrivant :

$$n^* = n_{eu}^* \frac{1}{\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\gamma}}$$

La fig. 13 représente les variations du coefficient $\frac{1}{\delta}$ en fonction de $\langle E_{H^+} \rangle = T_i$ pour différentes énergies E_K . En résumé, à partir de la valeur expérimentale de la transmission, on lit la valeur de n_{eu}^* sur l'abaque 9 ; connaissant $\langle T_e \rangle$ et $\langle E_{H^+} \rangle$, on lit $\frac{1}{\delta}$ sur la fig. 11 puis $\frac{1}{\gamma}$ sur la fig. 13 ce qui permet de calculer la valeur réelle de la densité.

1. 3. CONCLUSION

L'utilisation de faisceaux de neutres est une méthode de diagnostic de plasmas utilisable dans une grande gamme de densité et de température, grâce à un choix judicieux de la nature et de l'énergie du faisceau de mesure.

Dans le cas d'un plasma d'hydrogène, un faisceau de potassium monoénergétique, d'énergie comprise entre 0,5 et 2,0keV, permet d'avoir une mesure sensible à :

- un paramètre seulement n_e^* (entre 10^{11} et 10^{14} cm^{-2})
si $T_e \gg 100\text{eV}$ et $T_i < 50\text{eV}$
- deux paramètres n_e^* et T_e si $5 < T_e < 100\text{eV}$ et $T_i < 50\text{eV}$
- deux paramètres $n_e^* = n_i^* = n_i / T_i$ si $T_e \gg 100\text{eV}$ et $T_i > 50\text{eV}$
- trois paramètres n^*, T_i, T_e si $5 < T_e < 100\text{eV}$ et $T_i > 50\text{eV}$

Notons que, pour des plasmas tels que $1 < T_i < 10\text{keV}$, le taux d'ionisation par échange de charge avec les ions est supérieur à celui d'ionisation pour les électrons. (jusqu'à 2 fois) ce qui peut conduire à une estimation directe de la densité ionique /13/.

Remarquons que si la méthode ne peut donner qu'une valeur

de la densité moyenne le long d'une corde de la section droite du plasma, un déplacement de l'ensemble source-détecteur permet le tracé du profil de densité (ou de température) dans toute cette section.

Signalons enfin que ce type de mesure ne perturbe généralement pas le plasma traversé et que l'apport d'ions au plasma est tout à fait négligeable.

2. REALISATION DU DIAGNOSTIC

L'étude précédente a conduit à définir les qualités principales de l'ensemble de mesure, à savoir :

- pour la source : fournir un faisceau de potassium neutre, monoénergétique dans la gamme 0,5 - 2,0 keV, aussi intense et aussi stable que possible ;
- pour le détecteur : être sensible pour permettre une faible ouverture (résolution spatiale) et avoir un temps de réponse aussi court que possible (résolution temporelle).

Au cours de cette deuxième partie, nous décrirons et étudierons les propriétés de la source réalisée puis du détecteur retenu.

2.1. ETUDE DE LA SOURCE

2.1.1. Choix du type de source

On peut classer les différents types de sources de potassium ou plus généralement d'alcalin, en 4 catégories.

2.1.1.1. Les sources thermiques

Ce sont les plus simples. Elles fournissent directement un faisceau d'atomes (neutres) mais dont la vitesse n'est pas uniforme (répartition maxwellienne des vitesses). Il faut donc avoir recours à un sélecteur mécanique de vitesses, mais les meilleurs appareils ne permettent pas de dépasser 50eV avec le potassium /21/.

2. 1. 1. 2. Les sources à pulvérisation cathodique /22/

Elles fournissent une grande intensité de neutres à basse énergie (0 à 45eV) mais nécessitent également une sélection mécanique de vitesse.

2. 1. 1. 3. Les sources électrohydrodynamiques /23/

Elles fournissent des courants ioniques assez élevés (100 μA) mais de haute énergie (seuil 4 keV) ; les ions sont alors formés par dissociation de l'atome dans un champ électrique très intense.

2. 1. 1. 4. Les sources à ionisation de surface

dont on peut distinguer trois espèces différentes selon la nature de la surface ionisante.

- sur fil ou sur surface plane : un fil chaud tendu ou une plaque chaude baigne dans la vapeur de potassium. Porté à un potentiel positif par rapport au reste du montage les ions fournis sont accélérés et neutralisés par la vapeur ambiante (échange de charge résonnant /8, 24, 25/.

- sur capillaire /26/ : l'alcalin diffuse le long d'un tube capillaire chauffé en métal, s'y ionise et les ions sont extraits par un fort champ électrique analogue au type 1. 3. Le courant est de l'ordre de 400 μA à 4 keV, seuil de fonctionnement de ce type de source.

- sur surface poreuse /8, 21, 27, 28, 29/ parfois oxygénée /30/, la densité de courant que l'on peut obtenir est élevée et l'énergie dépend de l'optique d'extraction.

Ces deux dernières catégories sont des sources ioniques et entraînent l'emploi d'une cellule de neutralisation.

Les sources à ionisation de surface permettant l'obtention de fortes densités de courant notre choix s'est porté sur ce type de sources. L'emploi d'une surface poreuse permet d'augmenter le rendement d'ionisation. Cette surface servira de cathode à une optique électrique qui produira et focalisera un faisceau ionique dans une chambre de neutralisation.

Cette disposition permet l'action sur les trajectoires ioniques pour une modulation éventuelle du faisceau.

2. 1. 2. Description de la source de potassium neutre rapide

Utilisant la technique de l'ionisation de surface (phénomène dont nous rappellerons brièvement les principaux aspects dans l'annexe 2) par diffusion à travers du tungstène poreux chaud, la source comprend trois parties principales : la source d'ions proprement dite, l'optique de formation du faisceau ionique et la chambre de neutralisation.

L'ensemble est représenté sur la fig. 14.

2. 1. 2. 1. La source d'ions

La partie ionisante est taillée dans un barreau cylindrique de tungstène à $23 \% \pm 0,02$ de porosité obtenu par frittage. Elle a la forme d'une calotte sphérique de 6,6 mm de rayon et limitée par un cercle de 11 mm de diamètre ($1/2$ angle d'ouverture 42°) ce qui lui confère une surface extérieure de 195 mm². Son épaisseur est de 1 mm (fig. 15) La surface utile est de 94,5 mm² ($R = 10$ mm).

Soudée par bombardement électronique sur du molybdène, cette pastille constitue le bouchon d'un réservoir tubulaire de potassium, chauffé par un enroulement extérieur à l'enceinte à vide. La différence de pression qui règne entre les deux faces du tungstène entraîne la diffusion du potassium à travers le tungstène.

Pour permettre l'ionisation de surface, la pastille de tungstène est chauffée par rayonnement et bombardement électronique.

2. 1. 2. 1. 1. Chauffage du réservoir

Ce chauffage est assuré par rayonnement et convection dans l'air, à l'aide d'un enroulement en thermocoax (longueur 10 cm ; 20 spires ; résistance 8Ω) alimenté par le réseau 50 Hz. L'asservissement de température, réalisé à l'aide d'un thermocouple associé à un voltmètre électronique enregistreur (asservissement en tout ou rien), limite à 2 % les fluctuations relatives de ce paramètre.

Le potassium est contenu dans une ampoule métallique contenant 0,5 g que l'on ouvre par écrasement lors de la première mise en service. Une recharge est possible. Cette disposition permet d'éviter tout contact du potassium avec l'air.

2. 1. 2. 1. 2. Chauffage du tungstène poreux

Un filament métallique de 0,5 mm de diamètre, forme 2,5 spires autour du support en molybdène. Il assure le chauffage d'une part grâce au rayonnement, d'autre part grâce au bombardement électronique obtenu en appliquant une d. d. p. entre filament et support à bombarder.

L'écran métallique disposé autour du filament et porté au potentiel de ce dernier joue deux rôles : un rôle de miroir, sa surface polie réfléchissant une partie du rayonnement

thermique du filament vers la cathode ; un rôle de blindage électrique. En effet le filament étant porté à un potentiel positif par rapport à l'enceinte (égal à $V_{cf} - V_{ca}$) une partie des électrons émis iraient à la paroi et seraient perdus pour le chauffage.

Deux natures de filament ont été successivement essayées :

- un filament en tungstène pour utiliser la grande émissivité électronique de ce métal. La figure 16 représente la caractéristique courant-tension du filament ($V_f = f(I_f)$).

Si les températures de surface obtenues sont très satisfaisantes, le phénomène d'emballement thermique, dû à la très grande variation de l'émissivité électronique du tungstène avec la température, entraîne une instabilité de la température de surface T_s et nécessite un asservissement du courant de bombardement. De plus, la recristallisation du tungstène à chaud rend le filament très cassant, ce qui entraîne des ruptures relativement fréquentes.

- un filament en tantale, qui a une émissivité légèrement inférieure à celle du tungstène. Mais celle-ci varie très peu avec la température, donc supprime l'emballement thermique et par là même l'asservissement. De plus le tantale, une fois recuit reste malléable. Plus mou que le tungstène il se déforme sous l'action du champ induit entre spires mais il peut se redresser facilement. C'est ce type de filament qui a été finalement adopté.

La figure 16 représente la même caractéristique que pour le filament de tungstène.

2. 1. 2. 2. L'optique ionique

Cette optique est dérivée de celle préconisée par Pierce /31/ pour les canons électroniques qui permet d'obtenir des faisceaux cylindriques avec une pervéance théorique de $2,6 \cdot 10^{-6} \text{ AV}^{-3/2}$ pour les électrons. Une homothétie, tenant compte du rapport des masses de l'ion K^+ à celle de l'électron (71.500) a conduit à la réalisation représentée fig. 17.

Cette optique se compose d'un wehnelt et d'une anode, la surface ionisante sphérique servant de cathode. La partie active du wehnelt a la forme d'un tronc de cône de demi-angle au sommet égal à 30° et tangent à la sphère de rayon r à laquelle appartient la cathode. Le cercle de contact a pour rayon $\frac{r\sqrt{3}}{2}$ et la longueur utile de la génératrice est d'environ $r/2$.

L'anode a elle aussi la forme d'un tronc de cône s'appuyant sur un cercle de rayon $r/4$ situé dans le plan tangent à la sphère diamétralement opposé à celui passant par le centre de la cathode ; son demi-angle au sommet est de 12° . Ce cône est prolongé par un cylindre de longueur $r/2$. Taillée dans un bloc de cuivre, cette anode est massive et sa surface est rainurée afin de diminuer son échauffement en favorisant le rayonnement.

Des entretoises en alumine permettent le maintien mécanique de ces électrodes. Dans l'optique réalisée r vaut 6,6 mm.

Le calcul des équipotentiellles et des trajectoires des ions potassium a été effectué sur calculateur. Il montre que :

- le faisceau émergeant est conique : angle d'ouverture 10° , sommet situé sensiblement sur la sphère à laquelle appartient la

cathode, au point diamétralement opposé au centre de cette dernière.

- les trajectoires ioniques passent toutes par ce point et sont indépendantes de l'énergie du faisceau, c'est-à-dire de la d.d.p. entre anode et cathode.

- le diamètre utile de la cathode (diamètre limitant la zone d'où les ions extraits sortent effectivement de l'optique) est de 10 mm, valeur en accord avec celle prévue ($2 r \cos 42^\circ = 9,95 \text{ mm}$). (fig. 18).

Cet ensemble permet donc l'extraction d'un courant ionique élevé mais par suite de sa convergence trop grande le faisceau émergeant est cône.

2. 1. 2. 3. Performances du canon ionique

Le courant d'ions K^+ que l'on peut extraire du canon dépend des paramètres suivants : température du réservoir, température de la cathode, tension anode-cathode, tension wehnelt-cathode.

L'influence de ces divers paramètres se résume par le tracé des caractéristiques suivantes :

1) Température de surface en fonction de la puissance totale fournie (puissance de chauffage du filament et puissance de bombardement). Ces températures T_s ont été mesurées à l'aide d'un pyromètre optique, en tenant compte de l'émissivité spectrale du tungstène et de l'absorption par les hublots de pyrex (1 % par cm de verre traversé).

Tracées sur la fig. 19, ces caractéristiques montrent que rayonnement et bombardement électronique permettent d'atteindre les températures de surface nécessaires ($1500^\circ K$) à un bon rendement d'ionisation.

2) Courant-tension anode cathode V_a à température de réservoir Θ_F variable pour une température de cathode T_K constante (fig. 20) ; Ces caractéristiques ont la même allure que celle d'une diode, avec croissance de l'intensité du faisceau suivant la loi.

$$I = (8 \cdot 10^{-9}) V^{3/2}$$

puis palier de saturation $I_s = \mu_+ V^{3/2}$, μ_+ étant la pervéance du canon. On peut atteindre plus de 300 μA à 2 keV ce qui correspond à une pervéance de $\mu_+ = 3,4 \cdot 10^{-9} AV^{-3/2}$. En courant électronique équivalent la pervéance vaut $\mu_e = \sqrt{\frac{m(\kappa^*)}{m(e^-)}} \mu_+ \approx 2,5 \times 10^{-6} AV^{-3/2}$, valeur très proche de la valeur théorique pour l'optique de PIERCE ($2,6 \times 10^{-6} AV^{-3/2}$). La densité de courant sur la cathode est de 3 $\mu A/mm^2$.

3) Courant-tension anode-cathode à température de réservoir Θ_F constante et température de cathode variable (fig. 21). On voit que le courant de saturation obtenu augmente légèrement avec T_K . Ceci est dû à la diminution du taux de recouvrement lorsque la température de surface augmente, tandis que le rendement d'ionisation varie très peu.

4) Courant-tension wehnelt cathode, à Θ_F et T_K constants, pour diverses valeurs de V_a (fig. 22). On obtient un blocage de l'optique pour une tension wehnelt-cathode de 300 V à 0,5 keV, 600 V à 1 keV, 1 keV à 1,5 keV. Cette propriété pourra permettre une modulation en amplitude de l'intensité du faisceau ionique délivré par le canon, à énergie constante. L'intensité du courant ionique présente une bonne stabilité, essentiellement liée à la stabilité de la température de la surface ionisante. Les fluctuations observées sont de l'ordre de $\pm 1\%$ du courant total en 5 s environ pour les fluctuations lentes, et de $\pm 1\%$ sur 0,1 μs env. pour les rapides.

L'ouverture du faisceau ionique a été mesurée à l'aide d'un cylindre de Faraday de 1 mm de diamètre d'ouverture, placé à 2 cm

en aval de l'anode (fig. 23). La largeur à mi-hauteur est de 1 cm ; cette valeur est en accord avec celle trouvée par le calcul des trajectoires.

Le rendement d'ionisation β a été mesuré pour différentes températures de surface. Ces mesures, qui se traduisent par la figure 24, montrent que, comme on pouvait s'y attendre /29/, le rendement d'ionisation de la surface poreuse est supérieur à celui d'une surface lisse /32/ et que le seuil de température est plus élevé d'environ 100°K. A partir de ces mesures on a tracé le graphe de $\ln \alpha = f(1/T_s)$, ($\alpha = \frac{\beta}{1-\beta} = \frac{g_+}{g_0} \exp \frac{\phi - I}{kT_s}$); c'est une droite de pente $5,25 \cdot 10^3$ et d'ordonnée à l'origine $\approx 0,5$. Ceci permet d'obtenir $\phi - I = 0,42 \text{ eV}$ et par conséquent d'évaluer le travail de sortie moyen du tungstène poreux $\phi = 4,7 \text{ eV}$ (Energie d'ionisation du potassium : 4,32 eV), tandis que l'ordonnée à l'origine est bien sensiblement le rapport des poids statistiques $\frac{g_+}{g_0} = \frac{1}{2}$.

2.1.2.4. Neutralisation

Le faisceau délivré par le canon étant ionique, une neutralisation aussi complète que possible s'impose. Le taux de neutralisation d'un faisceau traversant une chambre de longueur x contenant une gaz cible de densité n s'écrit

$$\frac{I_0}{I_+} = \frac{\sigma_{i0}}{\sigma_{i0} + \sigma_{o1}} \left\{ 1 - \exp(-n(\sigma_{i0} + \sigma_{o1})x) \right\}$$

avec $\sigma_{i0} = S.E.$ de capture électronique ($\bar{K}^+ + K^0 \longrightarrow \bar{K}^0 + K^+$)

$\sigma_{o1} = S.E.$ de perte électronique ($\bar{K}^0 + K^0 \longrightarrow \bar{K}^+ + K^0 + e^-$)

x = longueur de la cellule de neutralisation.

On peut utiliser un faisceau thermique, perpendiculaire au faisceau principal ou une chambre contenant la vapeur cible.

Cette deuxième solution a été adoptée, ainsi que

l'échange de charge résonnant /12/ La S. E. d'échange de charge résonnant σ_{10} vaut 10^{14} cm^2 à 1 keV /35/ (fig. 25). La S. E. d'ionisation σ_{01} est négligeable.

La chambre fait 10 cm de longueur ; le potassium qu'elle contient, porté à 170°C , a une pression de vapeur de 2×10^{-3} torr valeur calculée d'après la formule : $\log_{10} p_{(\text{torr})} = 7,183 - \frac{4,44 \cdot 10^3}{T(^{\circ}\text{K})}$ /34/ ce qui correspond à une densité de $n = p/kT = 4,35 \times 10^{13} \text{ atomes cm}^{-3}$. Dans ces conditions le taux de neutralisation vaut

$$I_0/I_+ = 1 - e^{-n\sigma_{10}x} = 1 - 0,013 = 0,987$$

ce qui traduit une neutralisation quasi complète du faisceau.

Une grille placée en arrière de la cellule et portée à un potentiel répulsif supérieur au potentiel d'accélération, a permis de vérifier expérimentalement l'efficacité de cette neutralisation qui est quasi totale, confirmant ainsi la faible valeur de σ_{01} devant σ_{10} .

2. 1. 2. 5. Etude du faisceau de neutres

L'Intensité du faisceau d'atomes ainsi formé a été mesuré grâce à un cylindre de FARADAY à émission secondaire situé à 2 m du trou de sortie de la cellule de neutralisation. Pour un courant ionique émergeant de l'optique de $100 \mu\text{A}$, on recueille un courant électronique de $5 \cdot 10^{-9} \text{ A}$. On peut calculer le courant auquel on peut s'attendre voir fig. (25) ; en effet, compte tenu de l'ouverture du faisceau ionique d'intensité I_0 , le courant équivalent de I_1 de neutres émergeant de la cellule de neutralisation vaut :

$$I_1 = I_0 \frac{2\pi (1 - \cos 10^\circ)}{2\pi (1 - \cos \text{Arctg } \frac{2}{137})} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ A équivalent}$$

Ce flux de neutres est dans un cône d'ouverture $\theta = 2,25 \cdot 10^{-2} \text{ rd}$ soit $1^\circ 15'$. Dans un plan situé à 2 m de la cellule, le rayon du faisceau est de 48 mm et le flux entrant dans le cylindre de 4 mm de diamètre d'ouverture vaut :

$$I_2 = I_1 \left(\frac{2}{48} \right)^2 = 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ A équivalent}$$

En prenant un coefficient d'émission secondaire $\gamma \approx 0,5$ (valeur correspondant à l'impact d'ion K^+ de 1keV sur du molybdène recouvert de gaz d'après /35/) le courant électronique mesuré serait de $2 \cdot 10^{-9}$ A. Cette valeur est compatible avec la valeur expérimentale compte tenu de l'incertitude sur la valeur de γ .

2.1.3. Avantages de la source

La source alcaline décrite et réalisée présente les avantages suivants :

- grande intensité de courant ionique, grâce à l'emploi de l'ionisation de surface ; ceci rend possible l'utilisation de détecteurs à faible ouverture.
- faisceau formé pouvant être soit ionique soit atomique ;
- faisceau monoénergétique, puisque l'accélération est fournie par un champ électrostatique ; la connaissance de la valeur et de l'unicité de la vitesse des particules qui a été vérifiée expérimentalement (voir § 2.3.) jointe à la propriété précédente permet d'utiliser cette source pour d'autres applications que celles envisagées, comme par exemple l'étalonnage d'analyseurs en énergie,
- stabilité de l'intensité émise ;
- modulation de l'intensité possible, soit par déflection électrostatique, soit par blocage par le wehnelt, ce qui peut faciliter le repérage du faisceau ;
- énergie réglable facilement, donc choix possible de celle-ci pour avoir la meilleure atténuation possible.

Cette source pourrait être améliorée en rendant le faisceau ionique plus cylindrique, par exemple en ajoutant une électrode de focalisation.

2. 2. ETUDE DE LA DETECTION

Les dimensions des machines produisant le plasma que l'on veut étudier imposent une distance de l'ordre de 2 m entre la source et le détecteur. Le choix de celui-ci doit être guidé par les considérations suivantes :

- gain aussi élevé que possible, pour avoir un signal suffisamment grand par rapport au bruit,
- ouverture assez faible pour conserver une bonne résolution spatiale,
- temps de réponse court ($< 10 \mu s$) pour avoir une résolution temporelle suffisante.
- insensibilité aux signaux émis par le plasma lui-même (rayonnement lumineux visible et ultra-violet, neutres rapides).

La méthode de mesure, c'est-à-dire la méthode de traitement des informations délivrées par le détecteur, contribue également à la sensibilité de la détection.

2. 2. 1. Choix du détecteur

La détection d'un faisceau monoénergétique alcalin offre deux options : la mesure directe du flux de neutres ou la mesure du courant ionique obtenu après ionisation du faisceau par un procédé quelconque.

La détection directe du flux de neutres peut se faire en utilisant soit l'ionisation de surface, soit l'émission secondaire d'électrons produit par l'impact des neutres sur une cible métallique.

Un détecteur à ionisation de surface offre l'avantage d'être spécifique des alcalins, mais il n'a pas de gain (rendement d'ionisation ≈ 1) et son temps de réponse est au moins de l'ordre de grandeur de celui

que l'on désire /35/ (quelques dizaines de microsecondes).

Dans la gamme d'énergie choisie (1 keV) le coefficient d'émission secondaire d'une surface métallique bombardée par des neutres de potassium est de l'ordre de $0,02 < \gamma < 0,5$ selon la nature et l'état de la surface /35 p. 304 à 326/. La mesure du courant électronique produit par un cylindre de Faraday n'est donc pas utilisable.

On peut utiliser le grand gain des tubes photomultiplicateurs et employer un détecteur du type Daly /36/. Dans ce type de détecteur, les électrons secondaires, émis par une cible frappée par les neutres incidents, sont accélérés à une énergie d'environ 20 keV vers un scintillateur placé devant la fenêtre d'un tube photomultiplicateur. On dispose ainsi d'un grand gain (gain du tube PM $\times \gamma = 10^7 \times 10^{-2} = 10^5$) et d'un temps de réponse très court (≤ 50 ns) mais les neutres émis par le plasma et le rayonnement U.V. de ce dernier provoquent également l'émission secondaire.

Pour palier à cet inconvénient, il faut dévier le faisceau de mesure à l'aide de champs électriques ou magnétiques ce qui exige une ionisation préalable des atomes constituant le faisceau. Cette méthode permet de faire une sélection en énergie (champ électrique) ou en quantité de mouvement (champ magnétique), donc de bien séparer le signal utile de celui qui pourrait provenir de neutres du plasma reionisés ; de plus, une fois les ions sélectionnés, on peut les accélérer fortement de façon à augmenter le coefficient d'émission secondaire ^{pour} (une cible de platine, bombardée par des ions K^+ , γ passe de 0,1 pour 1 keV à 4 pour 25 keV /35 p 325/). Le gain d'un détecteur à émission secondaire-scintillation, associé à un tube photomultiplicateur est alors de 10^8 environ.

Nous avons donc adopté l'analyseur électrostatique (condensateur cylindrique) associé au détecteur à émission secondaire-scintillation décrit par RENAUD /37/.

2.2.2. Choix de la cible de réionisation

Pour réioniser le faisceau, on peut penser utiliser l'échange de charge résonnant. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature de valeurs de σ_{01} pour le potassium, mais nous avons vu lors de l'étude de la neutralisation que σ_{02} est négligeable devant σ_{10} , c'est-à-dire que son ordre de grandeur est 10^{-16} cm^2 . Il convient de comparer cette valeur à celle correspondant à d'autres gaz. BYDIN et BUKHTEEV /38/ ont étudié l'ionisation du potassium sur différents gaz et donnent les valeurs suivantes pour 1 keV :

gaz	H ₂	D ₂	N ₂	O ₂
$\sigma_{01} (\text{cm}^2) \times 10^{16}$	0,05	0,05	0,3	1,6
K° de 1 keV				

Ces valeurs montrent que, pour des raisons de commodité, on peut employer soit l'air /8/ soit l'oxygène. C'est ce dernier gaz que nous avons adopté.

La cellule d'ionisation, de longueur 10 cm est reliée à l'enceinte contenant le plasma d'une part et au détecteur d'ions d'autre part, par un système de pompage différentiel, maintenant une pression de 10^{-7} torr dans ces enceintes pour 10^{-2} torr dans la cellule.

2.2.3. Ensemble de détection. Spectre du faisceau

Représenté fig. 27, l'ensemble de détection comprend la cellule de neutralisation, l'analyseur électrostatique, et le détecteur d'ions à émission secondaire et scintillation. Dans les conditions d'emploi, l'angle solide d'ouverture de ce système est de $1,8 \times 10^{-6}$ stéradian (soit 2' d'angle). Il permet donc de faire des mesures de profils de densité de plasmas.

Cet ensemble placé à 2 m de la source de neutres, la pression de gaz dans la cellule de réionisation a été ajustée expérimentalement. Avec l'oxygène l'ionisation est maximale pour une pression de $3 \cdot 10^{-3}$ torr ce qui correspond à une densité superficielle de 10^{14} atomes/cm². L'intensité du courant équivalent tombant sur l'ensemble de détection est de quelques picoampères lorsque l'intensité ionique délivrée par le canon est de 100 μ A.

L'analyseur électrostatique a permis de tracer le spectre en énergie du faisceau alcalin réionisé. Pour une tension d'accélération de 1200 ± 1 V, le spectre mesuré est centré sur 1,2 keV et présente une largeur à mi-hauteur de 65 eV (fig. 28). La largeur relative de ce spectre (5,4 %) correspondant à la résolution de l'analyseur dans les conditions d'emploi (25 %), on en déduit que le faisceau de neutres produit par la source est monocinétique.

Un déplacement de ± 2 cm de la fenêtre d'entrée de ce détecteur de part et d'autre de l'axe du faisceau (déplacement maximal autorisé par le montage) a montré que l'intensité de ce dernier est constante ce qui est compatible avec la dimension calculée du faisceau (10 cm) dans le plan de la fente d'entrée.

2.3. CONCLUSION

Ce détecteur répond donc aux conditions désirées de gain, de sensibilité, de rapidité et de sélectivité. Il a cependant l'inconvénient d'exiger la réionisation du faisceau d'atomes neutres qu'il doit détecter.

Associé à la source monoénergétique étudiée précédemment, ce détecteur devrait permettre de faire des mesures avec une sensibilité et une résolution spatiotemporelle satisfaisantes.

2. 4. REMARQUE

Les atomes énergiques de potassium, transformés en ions par impact électronique, sont déviés par le champ magnétique de confinement. Ils restent dans le plasma puisque le rayon de Larmor vaut environ 30 mm pour 10^4 gauss et 1 keV. Ils sont donc perdus pour la mesure.

Cet apport d'ions au plasma est très faible. En effet avec un courant de faisceau de 10^{-9} A équivalent, une vitesse des atomes de 10^7 cm. s⁻¹ la densité de charges $\rho = \frac{1}{e} \frac{1}{v} \frac{dq}{dt} = 6,25 \cdot 10^2$ ions/cm³. Cette densité est totalement négligeable par rapport à celle des ions du plasma ($n_i = n_e \simeq 10^{12}$ cm⁻³)

Les perturbations apportées au plasma par la traversée d'un faisceau sont par conséquent négligeables.

3. UTILISATION DU DIAGNOSTIC

Détermination de la densité électronique d'un plasma d'hydrogène

Les mesures de densité superficielle de la densité électronique d'un plasma d'hydrogène ont été effectuées sur la machine DECA II B à Fontenay aux Roses à l'aide du faisceau de potassium neutre précédemment décrit.

Le dispositif d'Etude de Confinement Adiabatique (D. E. C. A. II B) a pour but d'étudier le confinement d'un plasma d'hydrogène dans un puits magnétique.

Il s'agit de montrer que l'on peut capturer et confiner un plasma stable dans un puits peu profond et de déterminer si les pertes de particules sont dues à la diffusion coulombienne ou à des instabilités.

Il est donc important de pouvoir suivre constamment l'évolution de la densité et de la température électronique. La densité prévue variant de 10^{13} cm^{-3} à 10^{10} cm^{-3} avec une température électronique de l'ordre de 20 eV et ionique de 500eV, l'utilisation d'un faisceau de neutres est possible.

Il devrait permettre en outre de tracer un profil du plasma et par conséquent d'en déterminer la forme.

3.1. DESCRIPTION /39/

L'ensemble, représenté fig. 29, se compose de trois parties principales: successivement les étages dits d'injection, de confinement et de détente.

Le plasma d'hydrogène est produit par un canon à induction (thetatron) dont le jet est dirigé suivant l'axe de la chambre de l'étage d'injection. Dans cet étage des bobinages créent un champ magnétique de révolution, dont l'intensité croît de 450 G au niveau du canon à 3500 G à l'entrée de l'étage de confinement. Ce gradient de champ réduit le diamètre du plasma et augmente l'énergie transversale des particules au détriment de leur énergie longitudinale.

Le plasma arrive alors dans l'étage de confinement où un ensemble de bobinages créent un puits quadrupolaire statique. Pour éviter l'interaction du plasma avec les parois, les lignes de force magnétiques sont déformées par deux bobinages dits circulariseurs, qui permettent d'obtenir un tube de flux magnétique ne touchant jamais la paroi de la chambre. La figure 30 représente l'étage de confinement et le contour d'un tel tube de flux "circularisé".

Le puits magnétique étant statique, un bobinage pulsé (ou "porte") efface le miroir 1 permettant ainsi la pénétration puis le confinement d'une partie du plasma injecté. La partie non capturée traverse le miroir 2 et va dans la chambre de détente où il est pompé après neutralisation sur les parois.

Dans l'étage de confinement, une pression de base de 3.10^{-9} torr est obtenue par dépôt de titane sur des parois refroidies à l'azote liquide (77°K).

3.2. EVOLUTION TEMPORELLE DU PLASMA

La connaissance de l'évolution temporelle du plasma est utile pour déterminer le type d'appareillage à employer pour détecter le faisceau de neutres de mesure et la meilleure méthode de traitement du signal qu'il délivre.

L'emploi d'un détecteur à émission secondaire permet cette connaissance.

La figure 31 représente un oscillogramme typique de l'évolution temporelle du plasma, obtenu à l'aide d'un détecteur à émission secondaire-scintillation, les impulsions délivrées par le tube photomultiplicateur étant intégrées par un réseau passif de constante de temps $RC = 1 \mu s$. Si l'on assimile la courbe de décroissance du signal à une exponentielle, la constante de temps τ obtenue est appelée "temps de vie du plasma". Selon les valeurs des divers paramètres de fonctionnement de la machine, ce temps de vie varie de $500 \mu s$ à $1,5 ms / 40/$.

L'existence de ce signal délivré par le détecteur à émission secondaire et scintillation montre que l'utilisation d'un tel dispositif pour mesurer l'intensité du faisceau alcalin n'est pas possible, sauf peut-être en différentiel.

Le principe de cette méthode, schématisé fig. 32 consiste à disposer deux détecteurs à émission secondaire de telle sorte que l'un reçoive l'ensemble signal faisceau et signal plasma, et que l'autre ne reçoive que ce dernier. Pour qu'un tel dispositif puisse donner satisfaction, il faut qu'en l'absence de faisceau, les signaux reçus par les deux détecteurs s'annulent.

Des essais effectués dans l'étage d'injection ont montré que cette annulation n'était jamais réalisée. Ceci provient d'une anisotropie dans l'émission du plasma et d'une différence de rendement entre les deux détecteurs, qu'un réglage de l'angle solide ne peut compenser malgré tout le soin apporté à l'équilibrage des lignes et des charges des deux photomultiplicateurs.

Cette méthode ne peut donc convenir.

3.3. ENSEMBLE EXPERIMENTAL

Schématisé sur la fig. 33 l'ensemble expérimental comprend :

- la source d'ions monoénergétique de potassium
- un système de plaques de déflexion.
- la cellule de neutralisation à vapeur de K°
- la grille d'arrêt
- la cellule d'ionisation à O_2
- le condensateur cylindrique d'analyse en énergie.
- le détecteur à émission secondaire et scintillation.

La distance qui sépare les deux cellules, c'est-à-dire la distance que parcourent les neutres est de 2 m environ. La distance séparant le détecteur de l'axe de la machine (longueur de la trajectoire des particules du faisceau après traversée du plasma) est de 1,80 m.

La source d'une part, le détecteur d'autre part, sont blindés magnétiquement ($B \sim 1kG$) et montés sur table hydraulique autorisant une exploration verticale de ± 4 cm, compte tenu de la dimension des hublots de la machine.

3.4. TRAITEMENT DES INFORMATIONS DELIVREES PAR LE DETECTEUR

Trois méthodes de traitement des informations délivrées sous forme d'impulsions par le tube photomultiplicateur ont été employées.

3.4.1. Echantillonnage et comptage

Les impulsions sont comptées pendant des intervalles de temps de $20 \mu s$ grâce à une échelle 15 MHz (temps d'ouverture $19,3 \mu s$; temps

de transfert et de remise à zéro $0,7 \mu s$). L'histogramme de la mesure est ainsi digitalisé et peut être visualisé directement sur un écran oscilloscopique ou enregistré sur bande perforée pour traitement ultérieur.

3.4.2. - Intégration

Les impulsions sont intégrées par un intégrateur passif (circuit RC) dont la constante de temps doit être ajustée pour suivre les fluctuations rapides du signal tout en délivrant une composante continue suffisamment grande. La valeur adoptée est de $5 \mu s$. Le signal résultant est examiné directement sur un oscilloscope à large bande passante ; son amplitude est de 10 mV environ.

3.4.3. Modulation et détection accordée

Le faisceau peut être modulé de deux façons différentes :

- par le wehnelt : la fig. 22 montre que pour bloquer le faisceau à 1 keV il faut appliquer une tension de l'ordre de 800 V entre wehnelt et cathode. La fréquence de modulation doit être au moins de 100 kHz pour avoir une résolution temporelle suffisante. Un modulateur délivrant cette tension alternative et isolé à 3 kV a été construit en utilisant deux transistors HT en série.

- par des plaques de déflexion électrostatique, disposées entre anode et cellule de neutralisation. Le trou d'entrée de celle-ci jouant le rôle de diaphragme, le faisceau ne parvient plus à l'intérieur de cette cellule lorsqu'une tension suffisante est appliquée. Avec deux plaques de 0,5 cm de longueur espacées de 0,5 cm, une tension de 200 V environ suffit à couper le faisceau. Le modulateur est plus simple puisqu'un seul transistor suffit.

Ces deux types de modulation ont été indifféremment employés. Bien que le second soit plus simple à mettre en oeuvre, il fonctionne mal lorsque l'on désire de forts courants de neutres. En effet, le jet

de K° thermique sortant de la cellule en direction de la cathode fait que le faisceau est déjà partiellement neutralisé lors de la traversée du champ électrique et la déflexion ne peut plus se faire, la modulation n'est plus totale. La modulation entre cathode et wehnelt demeure possible puisqu'elle agit au niveau de l'extraction des ions.

La détection se fait à l'aide d'un amplificateur accordé en fréquence et éventuellement en phase. Le facteur de qualité Q du filtre accordé peut être ajusté entre 5 et 10. La fréquence maximale étant de 450 kHz, la modulation a été effectuée à 100 kHz environ.

3.5. RESULTATS

3.5.1. Evolution temporelle de n^*

Les mesures de la densité du plasma de DECA II B ont été effectuées en utilisant les trois méthodes de détection précédentes. La fig. 34 montre les aspects des signaux recueillis. On constate des variations extrêmement rapides de l'atténuation sur les signaux digitalisés et intégrés (temps de montée 50 μ s environ). La bande passante de l'amplificateur accordé ne permet pas de suivre des variations aussi rapides ; c'est pourquoi les histogrammes obtenus par cette méthode de détection ne sont pas comparables aux autres.

Afin d'exploiter ces histogrammes, la grande influence de la température électronique et de la température ionique sur l'atténuation a conduit à faire une mesure indépendante de T_e et du spectre énergétique des ions.

La courbe 35 montre l'évolution temporelle de T_e , mesurée à l'aide d'une sonde de Langmuir.

La courbe 36 représente le spectre en énergie des ions du plasma, dont l'énergie moyenne est de 216 eV. La comparaison entre la valeur de $\sigma(\langle v_\lambda \rangle) \langle v_\lambda \rangle$ calculée à partir de $\langle E_{H^+} \rangle$ et celle de $\langle \sigma(v_\lambda) v_\lambda \rangle = \int_0^\infty F(v_\lambda) \sigma(v_\lambda) v_\lambda dv_\lambda / \int_0^\infty F(v_\lambda) dv_\lambda$ montre que la forme du spectre en énergie ne modifie que très légèrement le taux effectif d'ionisation ($\langle \sigma(v_\lambda) v_\lambda \rangle / \sigma(\langle v_\lambda \rangle) \langle v_\lambda \rangle \simeq 1,5\%$).

L'exploitation des histogrammes à l'aide des abaques 10, 11, 12, 13 conduit au tracé de l'évolution temporelle de la densité $n^*(t)$ du plasma, compte tenu du temps de vol, de l'évolution de $\langle T_e \rangle$ et celle de $\langle T_i \rangle$ (fig. 37).

3.5.2. Comparaison avec les microsondes

Afin de vérifier ces valeurs de $n_e^*(t)$, un interféromètre en hyperfréquences a été monté ($\lambda = 4\text{ mm}$). Pour des raisons d'encombrement le diamètre du plasma vu par le faisceau de microsondes est perpendiculaire à celui vu par le faisceau alcalin.

La connaissance de la forme du plasma est donc nécessaire pour faire une comparaison valable. Des mesures ont montré que :

- à l'injection, le plasma est elliptique, grand axe vertical, 3 fois plus grand que le petit axe (3,3 x 1,1 cm) à mi hauteur.
- à 500 μs , le plasma est presque circulaire ($\phi \simeq 6\text{ cm}$)

La fig. 37 représente l'évolution temporelle de n_e^* déterminée à partir de l'interférogramme. On constate que :

- pour $t < 110\ \mu\text{s}$, la densité superficielle mesurée aux microsondes est environ 3 fois plus grande que celle mesurée avec le potassium ;
- pour $t > 160\ \mu\text{s}$, la densité superficielle mesurée par interférométrie est 1,7 fois celle mesurée par le faisceau alcalin.

La constante de temps de décroissance ("temps de vie") est la même par les deux méthodes ($140\mu s$ à $t = 200\mu s$).

Des comparaisons systématiques entre les deux méthodes montrent que les valeurs de n^* fournies par interférométrie sont de 1,5 à 2 fois supérieures à celles données par le faisceau de potassium ($t > 150\mu s$). Compte tenu des incertitudes sur les sections efficaces, du fait que les volumes de plasma examinés par chacun des diagnostics est différent et de la présence éventuelle d'électrons froids (à la densité desquels sont sensibles les hyperfréquences), on peut dire que les résultats obtenus par les deux méthodes sont en bon accord.

3.5.3. Etude du profil du plasma

La forme du plasma n'étant connue qu'au moment de l'injection ($t \approx 50\mu s$, largeur à mi-hauteur 3,3 cm dans le plan vertical) et au-delà de $500\mu s$ (≈ 6 cm) il est intéressant de la déterminer pendant cet intervalle de temps.

L'angle d'ouverture du détecteur étant suffisamment faible, un déplacement vertical de ce dernier, accompagné éventuellement par un déplacement de la source pour conserver une valeur du signal convenable, permet la détermination du profil vertical.

L'évolution temporelle de ce profil représenté fig. 38 a été obtenu à l'aide de la méthode de digitalisation du signal. Pour chaque position on a relevé dix histogrammes successifs. Les enregistrements ont ensuite été traités à l'aide d'un ordinateur (corrections de comptage, moyennes, variances) et la valeur moyenne a permis de tracer l'atténuation pour la densité superficielle en fonction de la position et du temps, compte tenu des corrections de temps de vol, de T_e et de T_i .

On voit que si, au moment de l'injection la largeur à mi-hauteur

du plasma est de 1,1 cm, elle est de 4 cm à 60 μs et passe à 5,4 cm à partir de 80 μs , valeur qui se conserve tout au long de l'évolution du plasma jusqu'à 160 μs . Cette dimension est en accord avec celle trouvée par analyse des neutres émis par le plasma et mesurée à partir de 500 μs (≈ 6 cm).

3. 6. CONCLUSIONS

En résumé, la mesure de la densité d'un plasma d'hydrogène à l'aide d'un faisceau de potassium conduit à des résultats tout à fait comparables à ceux donnés par interférométrie. Cette méthode permet de suivre l'évolution du plasma dans des domaines de densité où les microsondes sont totalement réfléchies ; de plus elle n'est pas sensible aux électrons lents, mais la précision des mesures effectuées ne peut conduire à l'évaluation de leur densité dans le plasma confiné.

Elle permet de connaître le profil radial du plasma dans un intervalle de temps (80 à 300 μs) dans lequel les autres types de diagnostics employés (émission secondaire, analyse des neutres rapides) ne fournissent pas d'informations exploitables aussi commodément.

C O N C L U S I O N

Les mesures de propriétés physiques de plasmas à l'aide de faisceau de neutres sont intéressantes dans la mesure où l'interprétation de l'atténuation est simple. Il suffit pour cela d'avoir un processus prépondérant, ce qui s'obtient par le choix de la nature des atomes du faisceau et de l'énergie de ces atomes.

La source décrite dans ce travail permet d'obtenir un faisceau de potassium qui présente les avantages suivants :

- faisceau ionique ou atomique (selon la température de la cellule d'échange de charge)
- faisceau parfaitement monocinétique
- angle d'ouverture du faisceau relativement faible
- énergie réglable facilement, donc sélection possible de celle-ci pour avoir le meilleur compromis entre une atténuation mesurable et une résolution temporelle optimale.
- intensité suffisamment élevée pour permettre d'utiliser des détecteurs à faible ouverture, par conséquent d'avoir une bonne résolution spatiale et la possibilité de tracer des profils de densité (ou de température) de plasmas
- bonne stabilité de l'intensité émise
- modulation de l'intensité possible par tension électrique.

Associée à un système de détection sensible, sélectif et à faible acceptance, cette source a permis la mesure de la densité et du profil d'un plasma d'hydrogène, dans la gamme $10^{10} < n < 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. La mesure de cette densité est directe si la température électronique est $> 50 \text{ eV}$. et si la température ionique est $< 50 \text{ eV}$. Dans le cas contraire, des mesures indépendantes de T_e et de T_i sont nécessaires.

Les valeurs de densité obtenues par atténuation du faisceau alcalin sont en bon accord avec celles déduites de l'interférométrie en microsondes, les deux méthodes se complétant pour suivre l'évolution temporelle du plasma.

De même l'évolution du profil du plasma a été déterminée dans l'intervalle de temps où les autres méthodes disponibles n'étaient pas utilisables. Ce faisceau pourrait également servir à mesurer la densité ionique d'un plasma alcalin et plus particulièrement de potassium, l'échange de charge résonnant constituant alors le phénomène prédominant.

Bien qu'elle ne fournisse qu'une valeur moyenne intégrée sur la trajectoire des particules dans le plasma, le principal intérêt de cette méthode de mesure, maintenant très employée, réside dans le fait que l'interprétation des mesures d'atténuation est en général simple, car peu influencées par des éléments tels que le champ magnétique et que les perturbations créées au sein du plasma par le passage du faisceau sont le plus souvent négligeables.

B I B L I O G R A P H I E

- /1/ F. C. JOBES, R. L. HICKOK ; Rev. Scient. Inst. 38, 7, 928 (July 1967)
Plasma Density Contour Measurements Using Molecular Ion Beam Breakup
- /2/ MOTT, MASSEY. The theory of Atomic Collisions
Oxford - Clarendon Press - 1965.
- /3/ O. V. KOZLOV, A. M. RODIN, V. D. RUSANOV, Y.A. SKOBLO
A. V. CHERNETSKII
Plasma Diagnostics by Means of Beams of Atoms or Ions
Nuclear Sciences Abstracts 19, 3, 595 (Feb. 1965)
- /4/ V. V. AFROSIMOV, B. A. IVANOV, A. I. KISLYAKOV,
M. P. PETROV
Active Diagnostics of hot plasma with the use of Neutral Particles
Sov. Physics - Technical Physics 11, 1, 63 (july 1966).
- /5/ V. V. AFROSIMOV, I. P. GLADKOVSKII, A. I. KISLYAKOV
Plasma diagnostics in "TUMAN" with a fast atom beam
Sov. Physics. Technical Physics 13, 11, 1518 (May 1969)
- /6/ J. R. COUPLAND, E. THOMPSON
The Production of High current, high quality beams of ions and Neutral particles
CLM. P. 251 (1970)
- /7/ A. I. KISLYAKOV - M. P. PETROV
Plasma diagnostics in the TM 3 - TOKAMAK with a fast hydrogen atomic beam
Sov. Phys. Technical Phys. 15, 8, 1252 (Feb. 1971)
- /8/ J. W. HILL, D. W. MASON, A. TRAVIS
A Potassium Beam Probe for the measurement of Electron Density
CLM. R 68 (1967)
- /9/ Y. T. BAIBORODOV, Y. V. GOTT, M. S. IOFFE, R. I. SOBOLEV
Plasma Containment experiments in the PR 6 Device
Nuclear fusion (supplement) 1969.

- /10/ **M. P. EUBANK**
Electron Temperature Measurements with Atomic Beams
MATT - 276 - 1964.
- /11/ **B. I. KANAEV, E. E. YOUCHMANOV**
Etude de l'instabilité cyclotronique ionique dans l'installation
PR 5
Novosibirsk 1968 - CN 24/49 - Traduction EUR. CEA. FC 492 TR
- /12/ **B. MEYER**
Utilisation de faisceaux neutres atomiques comme méthode de
diagnostic dans les plasmas.
Thèse de 3e cycle. PARIS 1969. Rapport EUR. CEA. FC 528.
- /13/ **F. H. COENSGEN, Wm F. CUMMINS, V. A. FINLAYSON,
W. F. NEXSEN, T. C. SIMONEN**
Plasma containment in the LRL - 2 X Experiment
Madison CN 28/G12 - 1971.
- /14/ **Y. P. KORCHEVOI, A. M. PRZONSKI**
J. E. T. P. 51, 1617 (1966)
Soviet Phys. Techn. Phys. 11, 1427 (1967)
- /15/ **ZAPESOCHNY - ALEKSAKHIN**
Excitation and Ionization by electrons
J. E. T. P. 28, 1, 41, 1969
Physics of Ionized Gases - Navinsek 1970
- /16/a **G. O. BRINK - Phys. Rev. 127, A, 1204 (1962)**
- /16/ b **G. O. BRINK - Phys. Rev. 134, A, 345 (1964)**
- /16/c **R. H. MAC FARLAND - Phys. Rev. 159, 20 (1967)**
- /17/ **N. GRUEBLER, P. A. SCHMELZBACH, V. KONIG,
P. MARMIER**
Charge Exchange Collisions between Hydrogen Ions and Alkali
Vapour in the Energy Range of 1 to 20 keV
H. P. A. 43 254, 271 (1970).
- /18/ **J. D. GARCIA, E. GERJUOY, J. E. WELKER**
Classical calculation of Charge transfert Cross Sections
Phys. Rev. 165, 1, 72 (1968)
- /19/ **J. D. GARCIA, E. GERJUOY, J. E. WELKER**
Classical Approximation for Ionization by Proton Impact
Phys. Rev. 165, 1, 66 (1968).
- /20/ **MASSEY-BURHOP**
Electronic and Ionic Impact Phenomena. Oxford 1956 - p. 366-376

- /21/ H. P. EUBANK, P. NOLL, F. TAPPERT
Plasma Density Contour Measurement with Atomic Beams
MATT 277 (1964)

H. P. EUBANK
Electron Temperature Measurements with Atomic Beams
MATT 276 (1964).
- /22/ S. M. TRUJILLO, P.K. ROLL, E. W. ROTHE
Slotted-Disk Velocity Selector of extended range
Rev. Scient. Instr. 33, 8, 841 (1962).
- /23/ J. POLITIEK, P.K. ROLL, J. LOS, P.G. IKELAAR
Atomic Beam Source for the Energy Range 0,2 - 45eV
Rev. Scient. Instr. 39, 8, 1147 (1968)
- /24/ J. F. MAHONEY, A. Y. YAHIKU, H. L. DALEY, R. D. MOORE,
J. PEREL
Electrohydrodynamic Ion Source
Jour. Appl. Phys. 40, 13, 5101 (1969)
- /25/ R. K. B. HELBING, E. W. ROTHE
Fast Alkali Neutral Source
Rev. Scient. Instr. 39, 12, 1948 (1968)
- /26/ M. HOLLSTEIN, H. PAULY
Untersuchungen über die Erzeugung und der Nachweis von
Alkaliatomstrahlen im Energiebereich zwischen 6 und 4000eV
Zeitschrift für Physik 196, 353 (1966)
- /27/ M. REMY, R. HAUG
A. Lithium Ion Source Using the Surface Ionization Process
Rev. Scient. Instr. 41, 5, 650 (1970)
- /28/ G. KUSKEVICS, B. THOMPSON
Surface Ionization source of Cesium Ions
Rev. Scient. Instr. 37, 6, 710 (1966)
- /29/ Yu. Yr. STAVISSKII, S. Ya LEBEDEV
Surface Ionization of Cesium Upon Diffusion through Porous
Tungsten
Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki 30, 10, 1222 (1960)
- /30/ H. L. DALEY, J. PEREL, R. H. VERNON
Indium Ion Source
Rev. Scient. Instr. 37, 4, 473 (1966)
- /31/ PIERCE
Theory and Design of Electrons Beams - Van Nostrand (1954)
- /32/ S. DATZ ; H. TAYLOR
Ionization on Platinum and Tungsten surfaces
Rev. Scient. Instr. 35, 2, 222 (1964)

- /33/ D. RAPP, W. E. FRANCIS
Charge Exchange between Gaseous Ions and Atoms
Journ. Chem. Phys. 37, 11, 2631 (1962)
- /34/ Handbook of Chemistry and Physics
- /35/ M. KAMINSKY
Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces
Springer Verlag (1965)
- /36/ N. R. DALY
Scintillation Type Mass Spectrometer Ion Detector
Rev. Scient. Inst. 31, 264 (1960)
- /37/ C. RENAUD
Detection et analyse des particules chargées et neutres appliquée à l'étude des plasmas chauds.
Rapport C. E. A. R. 3129 (1966)
- /38/ Yu. F. BYDIN, A. M. BUKHTEEV
Ionization of Fast Na, K, Rb, and Cs atoms in collisions with H_2 , D_2 , N_2 and O_2 molecules
Journ. Tech. Phys. 30, 5, 546 (1960)
- /39/ P. LEGOUSTEY, J. TACHON
Une configuration magnétique en puits quadripolaire circularisé: DECA II B.
Rapport EUR. CEA. FC 554 (1970)
- /40/ D. LAUNOIS, P. LECOUSTEY, M. NICOLAS, J. TACHON et J. KESNER
Expériences de confinement d'un plasma dans un puits magnétique circularisé : DECA II B
I. A. E. A. Madison CN 28/G 1 (1971)

LISTE DES FIGURES

1. Mesure par faisceau : principe
2. Emploi des faisceaux comme diagnostics
3. Section efficace d'ionisation du potassium par les électrons
4. Taux d'ionisation du potassium par les électrons
5. Sections efficaces de collision : faisceau de protons énergétiques sur vapeur de K°
6. Taux d'ionisation du potassium par les protons
7. Influence de l'énergie du potassium sur son taux d'ionisation par les protons
8. Taux d'ionisation du potassium par un gaz d'électrons (distribution maxwellienne des vitesses).
9. Atténuation d'un faisceau de potassium par ionisation électronique
10. Transmission du faisceau
11. Coefficient de correction de température électronique et de distribution maxwellienne
12. Temps de vol des atomes de potassium
13. Coefficient de correction de température ionique
14. Vue d'ensemble de la source d'ions
15. Cathode poreuse
16. Caractéristique des filaments de tungstène et de tantale
17. Principe de l'optique ionique
18. Equipotentiels et trajectoires des ions K⁺ (1 keV)
19. Température de la surface ionisante
20. Caractéristique courant-tension du canon : influence de la pression dans le réservoir de potassium
21. Caractéristique courant-tension du canon : influence de la température de la cathode
22. Caractéristiques de wehnelt
23. Distribution radiale du faisceau ionique
24. Rendement d'ionisation
25. Section efficace d'échange de charge résonnant pour le potassium

- 26. Mesure du flux d'atomes K° à 2 m de la source
 - 27. Ensemble de détection
 - 28. Spectre d'énergie du faisceau de K° délivré par la source
 - 29. Vue d'ensemble de la machine DECA II B
 - 30. Etage de confinement
 - 31. Evolution temporelle du plasma
 - 32. Mesure différentielle : principe
 - 33. Ensemble expérimental
 - 34. Atténuation du faisceau de potassium ; comparaison des 3 méthodes
 - 35. Evolution temporelle de la température électronique
 - 36. Spectre énergétique des ions du plasma
 - 37. Evolution temporelle de la densité superficielle
 - 38. Evolution temporelle du profil du plasma
-

ANNEXE I

INFLUENCE DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION DES VITESSES DES ATOMES DU FAISCEAU SUR LA FORME DU SIGNAL D'ATTENUATION RECUEILLI A L'AIDE D'UN DECTEUR IDEAL

Supposons un faisceau d'intensité I_0 subissant à l'instant origine $t = 0$ une atténuation totale et instantanée (fonction échelon). Le signal délivré par un récepteur idéal (sans constante de temps propre), situé à la distance l de l'endroit où le faisceau est coupé, dépend de la distribution des vitesses des particules constituant le faisceau. Compte tenu de l'ordre de grandeur des fluctuations temporelles du plasma à observer (qq dizaines de μs), il faut évaluer la dispersion Δv autour de la vitesse moyenne v_0 tolérable.

1. Distribution maxwellienne

C'est le cas d'un faisceau thermique. La fonction de distribution s'écrit :

$$f(v_0) dv = \frac{4n_0}{\sqrt{\pi}} \frac{v_0^2}{\alpha^3} \exp\left(-\frac{v_0^2}{\alpha^2}\right) dv$$

Elle représente le nombre d'atomes d'un gaz enfermé dans une enceinte ayant une densité n_0 , une vitesse la plus probable $\alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ qui ont une vitesse comprise entre v_0 et $v_0 + dv$. Si l'enceinte est percée d'un orifice d'aire S , le nombre d'atomes s'échappant dans l'angle solide ω par unité de temps et ayant une vitesse v_0 à dv près, s'écrit :

$$dI(v_0) = S \frac{\omega}{4\pi} \frac{4}{\sqrt{\pi}} n_0 \frac{v_0^3}{\alpha^3} \exp\left(-\frac{v_0^2}{\alpha^2}\right) dv$$

Le facteur géométrique $S \frac{\omega}{4\pi}$ représentant maintenant l'ouverture du récepteur, le courant I_0 reçu par ce dernier avant coupure du faisceau s'écrit

$$I_0 = \int_0^{\infty} dI(v_0) = S \frac{\omega}{4\pi} \frac{2}{\sqrt{H}} \alpha n_0$$

Le nombre d'atomes qui atteint le récepteur avec une vitesse v_0 à dv près est :

$$dI(v_0) = 2 I_0 \frac{v_0^3}{\alpha_0^4} \exp\left(-\frac{v_0^2}{\alpha_0^2}\right) dv = I_0 z e^{-z} dz$$

avec $z = \frac{v_0^2}{\alpha_0^2} = \frac{t_0^2}{t^2}$

si on appelle $t_0 = \frac{\ell}{\alpha_0}$ et $t = \frac{\ell}{v_0}$

A l'instant $t_1 = \frac{\ell}{v_1}$, le courant recueilli vaut :

$$I(t_1) = \int_0^{v_1} dI(v) = \int_0^{z_1} I_0 z e^{-z} dz$$

et l'atténuation mesurée à cet instant est

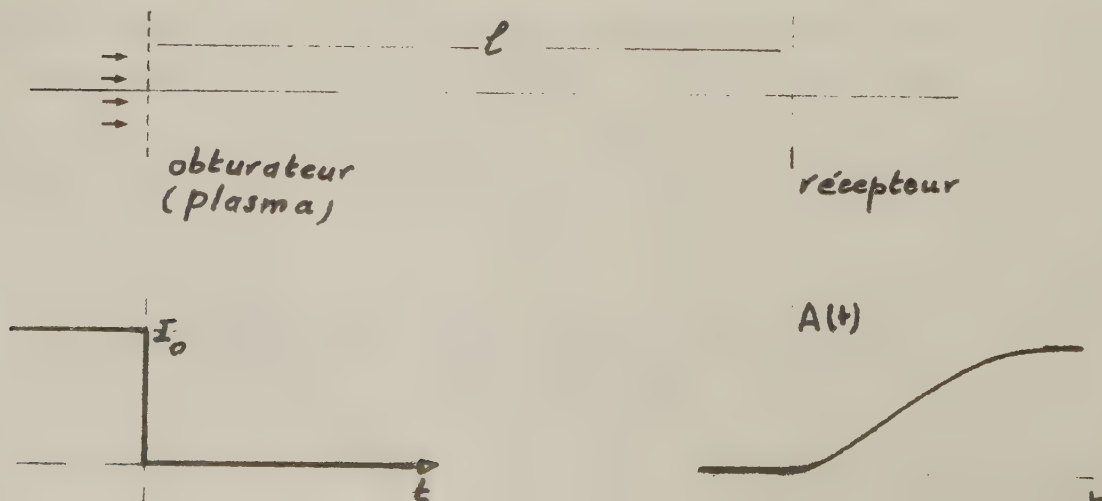
$$A(t_1) = 1 - \frac{I(t_1)}{I_0} = 1 - \int_0^{z_1} z e^{-z} dz$$

Après intégration par parties on a :

$$A(z_1) = (1 + z_1) e^{-z_1}$$

$$A(t_1) = \left(1 + \frac{\ell^2}{\alpha_0^2} \frac{1}{t_1^2}\right) \exp\left(-\frac{\ell^2}{\alpha_0^2} \frac{1}{t_1^2}\right)$$

On voit donc que le signal à mesurer étant un échelon le signal recueilli est déformé et a l'allure ci-contre



Evaluons l'ordre de grandeur de la vitesse la plus probable α_0 qu'il faut donner au faisceau. Pour avoir une atténuation mesurée de 75 % en $t_1 = 1 \mu s$ à une distance $l = 1 m$, on trouve $\alpha_0 = 10^8 \text{ cm/s}$, ce qui n'est pas réalisable avec un faisceau thermique. Avec une valeur de $\alpha \approx 10^4 \text{ cm/s}$, réalisable thermiquement ($T \sim 300^\circ C$ pour le potassium), le temps t_1 est de 1 ms environ, donc beaucoup trop long.

2. Distribution triangulaire

Ce type de distribution est obtenu en utilisant des disques tournants pour rendre un faisceau thermique monocinétique. La fonction de distribution s'écrit :

$$f(v) = \left(\frac{v - v_0}{\Delta v} + 1 \right) \left[h(v_0 - \Delta v) - h(v_0) \right] + \left(\frac{v_0 - v}{\Delta v} + 1 \right) \left[h(v_0) - h(v_0 + \Delta v) \right]$$

et le nombre d'atomes atteignant le récepteur avec une vitesse v_0 à dv près :

$$dI(v_0) = I_0 \frac{f(v) dv}{\Delta v}$$

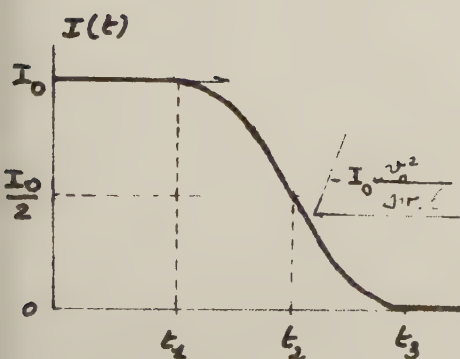
A l'instant $t_1 = \frac{l}{v_0}$ le courant recueilli vaut :

$$I(t_1) = \int_0^{v_0} \frac{I_0}{\Delta v} f(v) dv$$

On obtient une réponse temporelle formée de deux arcs de courbes d'équation :

$$I(t_1) = \frac{I_0}{2} \left[\frac{l}{\Delta v} \frac{1}{t} - \frac{v_0}{\Delta v} + 1 \right]^2 \quad \text{si} \quad \frac{l}{v_0} < t_1 < \frac{l}{v_0 + \Delta v}$$

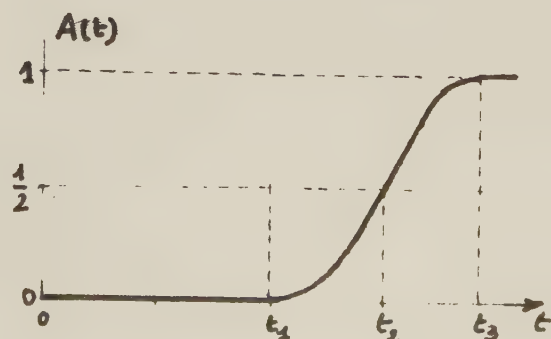
$$I(t_1) = I_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{v_0}{\Delta v} + 1 - \frac{l}{\Delta v} \frac{1}{t} \right)^2 \right] \quad \text{si} \quad \frac{l}{v_0 + \Delta v} < t_1 < \frac{l}{v_0}$$



$$t_1 = \frac{l}{v_0 + \Delta v}$$

$$t_2 = \frac{l}{v_0}$$

$$t_3 = \frac{l}{v_0 - \Delta v}$$



On voit donc que l'atténuation totale ne sera observée qu'avec un temps de retard $\tau = t_3 - t_1$ que l'on peut écrire

$$\tau = \frac{\ell}{v_0 - \Delta v} - \frac{\ell}{v_0 + \Delta v} \approx \ell \frac{2\Delta v}{v_0^2} \text{ si } \frac{\Delta v}{v_0} \ll 1$$

La dispersion de vitesse tolérable est donc

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{\tau}{2} \frac{v_0}{\ell}$$

Avec $v_0 \approx 10^4 \text{ cm s}^{-1}$ et $\ell = 1 \text{ m}$ et $\frac{\Delta v}{v_0} \approx 5 \%$ (performance des meilleurs sélecteurs mécaniques) on obtient $\tau \sim 1 \text{ ms}$ donc beaucoup trop long.

3. Distribution en créneau

Soit une fonction de distribution ayant la forme d'un créneau de largeur $2\Delta v$ de part et d'autre de la valeur v_0 . Elle s'écrit

$$f(v) = h(v_0 - \Delta v) - h(v_0 + \Delta v)$$

h étant la fonction échelon de Heaviside.

Le nombre d'atomes dI ayant la vitesse v à dv près s'écrit :

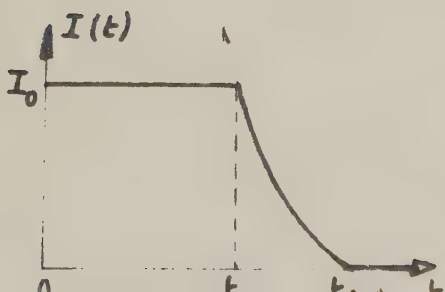
$$dI(v) = I_0 \left[h(v_0 - \Delta v) - h(v_0 + \Delta v) \right] \frac{dv}{2\Delta v}$$

A l'instant $t_1 = \frac{\ell}{v_1}$ le courant recueilli vaut :

$$I(t_1) = \int_0^{v_1} dI(v) = \frac{I_0}{2\Delta v} \int_{v_0 - \Delta v}^{v_1} dv = \frac{I_0}{2\Delta v} (v_1 - v_0 + \Delta v)$$

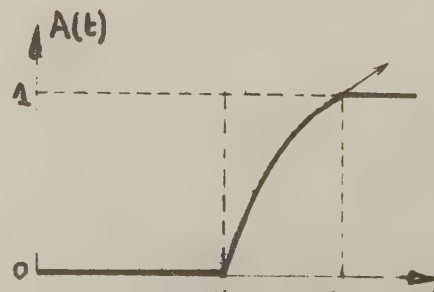
$$I(t_1) = I_0 \left(\frac{\ell}{2\Delta v} \frac{1}{t_1} - \frac{v_0 - \Delta v}{2\Delta v} \right)$$

Le courant recueilli aura donc une variable hyperbolique dans le temps :



$$t_0 = \frac{\ell}{v_0 + \Delta v}$$

$$t_1 = \frac{\ell}{v_0 - \Delta v}$$



A partir de l'instant $t_0 = \frac{\ell}{v_0 + \Delta v}$ temps de vol des particules les plus rapides jusqu'à l'instant $t_1 = \frac{\ell}{v_0 - \Delta v}$ temps de vol des particules les plus lentes, au-delà duquel le signal est nul.

On peut donc dire que l'atténuation totale ne sera observée qu'avec un temps de retard $\tau = t_1 - t_0$ que l'on peut écrire si $\frac{\Delta v}{v_0} \ll 1$:

$$\tau = \frac{\ell}{v_0 + \Delta v} - \frac{\ell}{v_0 - \Delta v} \approx \frac{\ell}{v_0} \left(1 + \frac{\Delta v}{v_0} - 1 + \frac{\Delta v}{v_0} \right) \approx \frac{\ell}{v_0} \frac{2\Delta v}{v_0}$$

La dispersion de vitesse tolérable est donc :

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{\tau}{2} \frac{v_0}{\ell}$$

Avec $\tau = 1 \mu s$, $\ell = 1 m$, $v_0 = 10^7 \text{ cm/s}$ ($\sim 1 \text{ keV}$ pour K°) on obtient

$\Delta v/v_0 \approx 5 \%$ donc facilement réalisable avec un faisceau à accélération électrostatique.

ANNEXE 2

Caractères fondamentaux de l'ionisation de surface

L'ionisation de surface se produit lorsqu'un atome arrive au contact d'une surface métallique chaude. Intimement lié au processus d'absorption, ce phénomène dépend de nombreux paramètres,

- (température, état, nature cristallographique de la surface du métal ionisant ;
- nature, énergie, intensité du flux d'atomes à ioniser incident ;
- paramètres extérieurs tels que champ électrique, pression résiduelle d'oxygène, etc. . .)

ce qui rend son étude délicate.

Un atome, absorbé sur la surface d'un métal supposée homogène, peut être absorbé soit à l'état d'atome, soit à l'état d'ion positif, l'électron séparé de l'atome pénétrant dans le métal. Lors de l'ionisation il faut fournir à l'atome l'énergie d'ionisation I , tandis que la pénétration de l'électron dans l'absorbant permet la récupération de l'énergie Φ_0 (travail d'extraction d'un électron). Si $I < \Phi_0$ le phénomène peut être spontané, ce qui conduit à rechercher des métaux à fort potentiel de sortie ($T_a, W, \dots$) et les atomes à faible potentiel d'ionisation (alcalins).

Deux catégories de théories permettent l'étude du phénomène. La première (cycle de RASOR-DOBREZOW /3/) est basée sur le principe de l'état initial (atome éloigné de la surface absorbante) et de l'état final (ion et électron éloigné de la surface). La seconde considère qu'un seul type de particule, l'adatome (LEVINE-GYFTOPOULOS /3/).

1. Lois fondamentales

L'émission ionique est donnée par la loi de Saha-Langmuir

$$I_+ = \frac{S e \mu_0}{1 + \frac{1}{g} \exp \frac{e\Phi_0 - I}{kT}} \quad (1)$$

(S : aire de la surface, e charge élémentaire, μ_0 flux atomique incident, g rapport des poids statistiques de l'ion et de l'atome, T température de la surface, k constante de BOLTZMANN).

Dans le cas des alcalins, g vaut $1/2$ car les atomes ont deux états possibles (spin de l'électron de valence parallèle ou antiparallèle) tandis que l'ion n'en a qu'un seul.

Le courant électronique est donnée par la loi de Richardson.

$$I_- = SAT^2 \exp \frac{e\Phi_0}{kT} \quad (2)$$

($A = 1,2 \cdot 10^6$ A/m² pour une surface propre).

Il est commode d'introduire deux paramètres quantitatifs : le degré d'ionisation α et le coefficient d'ionisation β , définis par

$$\alpha = \frac{\mu_i}{\mu_a}, \quad \beta = \frac{\mu_i}{\mu_0} \quad \left\{ \begin{array}{l} \mu_0 = \text{flux d'atomes incident} \\ \mu_a = \text{flux d'atomes absorbés} \\ \mu_i = \text{flux d'ions absorbés} \end{array} \right.$$

La continuité de fonctionnement s'écrivant $\mu_0 = \mu_i + \mu_a$ on a

$$\alpha = g \exp \frac{e\Phi_0 - I}{kT} = \frac{\beta}{1-\beta} \quad ; \quad \beta = \frac{\alpha}{1+\alpha}$$

Ces lois sont valables dans le cas où le flux incident μ_0 est suffisamment faible pour que chaque particule absorbée se comporte comme si elle était seule.

2. Taux de recouvrement

Si le flux μ_0 augmente, des forces d'interaction entre particules absorbées apparaissent et se traduisent par une variation du travail de sortie Φ_0 . On appelle taux de recouvrement Θ le rapport du nombre d'atomes réellement absorbés au nombre total d'atomes absorbables. Θ varie avec la température de la surface ; de 1 pour des températures faibles (400°K) il tend vers 0 lorsque T atteint des valeurs de l'ordre de 2000°K. La relation en Θ et Φ est généralement donnée sous la forme

$$\Phi(\Theta) = \Phi_0 - (\Phi_0 - \Phi_A) \left[2 \exp 3(1 - \frac{1}{\sqrt{\Theta}}) - \exp 6(1 - \frac{1}{\sqrt{\Theta}}) \right] \quad (5)$$

Cette expression permet de déterminer le taux de recouvrement à partir de la connaissance expérimentale du travail de sortie Φ .

3. Autres paramètres

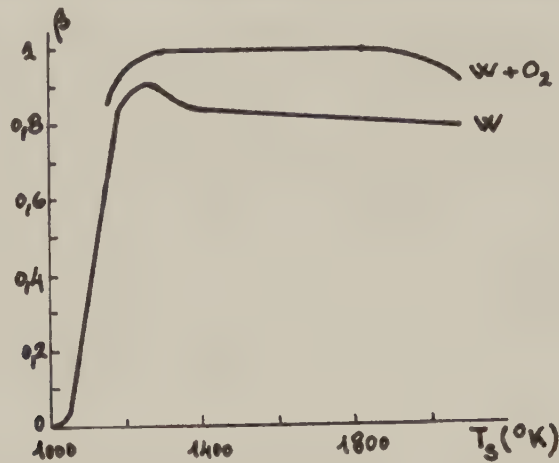
Il faut signaler trois autres caractères importants de l'ionisation de surface.

3.1. L'existence d'un seuil de température, dû à deux effets :
- une diminution de T entraîne d'une part une diminution de I_+ (d'après (1)), d'autre part une augmentation de Θ , donc d'après (5) une diminution de Φ d'où une diminution de I_+ .

3.2. L'influence d'un champ électrique relativement intense augmentera le courant ionique (s'il est extracteur pour les ions) par effet SCHOTTKY.

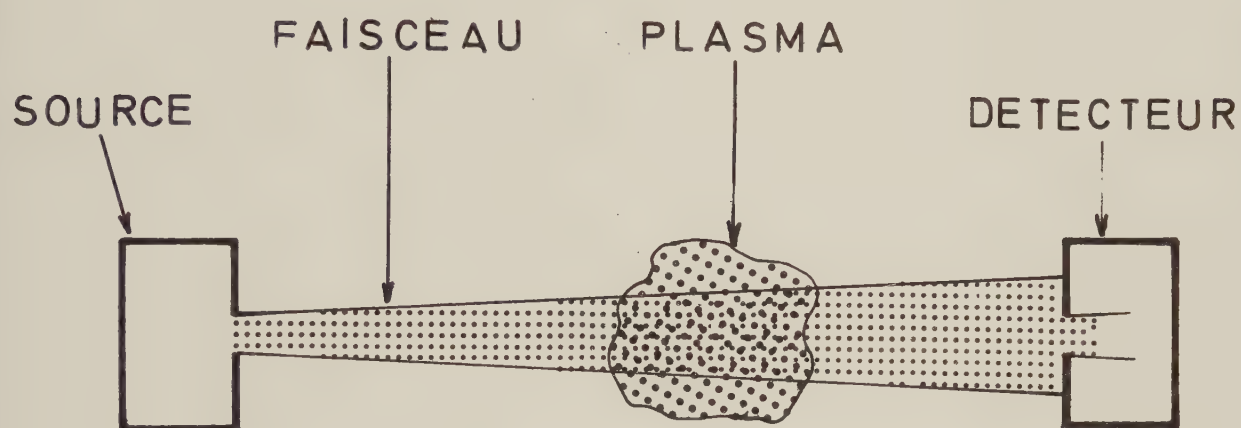
3.3. L'état de la surface joue un grand rôle. Celle-ci est fréquemment polycristalline et de l'oxygène y est souvent occlus. Ceci rend le travail de sortie variable selon le point de la surface considéré et le courant ionique obtenu sera la somme des petits courants issus de chacune des parties monocristallines constituant la surface.

A titre d'exemple, la figure représente les variations du rendement d'ionisation sur du tungstène pur et oxygéné en fonction de la température.



Bibliographie
(sommaire)

- (2) M. KAMINSKY, Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces Springer Verlag (1965)
- (3) J. B. MOREAU : L'ionisation de Contact. Rev. Phys. App. 3, 286 (1968)
- (1) E. Ya. ZANDBERG, N. I. IONOV : Surface Ionization Sov. Phys. Usp. 67 (2), 2, 255 (1959)



Amplitude du signal détecté { sans plasma I_0
avec plasma I_1

Attenuation $A = \frac{I_0 - I_1}{I_0}$

Fig.1 MESURE PAR FAISCEAU :
PRINCIPE

Faisceaux non alcalins									
Plasma étudié					Faisceau utilisé				
Ref.	nature	$n(\text{cm}^{-3})$	$T_e(\text{eV})$	$T_i(\text{eV})$	nature	temps de résolution	energie	temps de mesure	
1	D_2	10^{13} à 10^{14}	10		H_2^+	80 ms mini	1,8 MeV	80 ms mini	
3	H_2 ou He	10^{13}	20 à 30		He Ar	1 ms	6 à 12 keV	15 ms	
4	H_2	10^{13}	10 à 50		H_2		qq. keV	3 à 4 ms	
5	H_2 ("TUMAN")	10^{14}	6 à 8		H^0 ($<n_e>$) Ar ($<T_e>$)	100 ns	qq. keV		
6	injecteur pour "PHENIX II"				H He		2 à 15 keV		
7	H_2 ("TUMAN")	10^{13}	100 à 600		H_2		4 à 14 keV	7 à 8 ms	

Faisceaux alcalins								
Plasma étudié					Faisceau utilisé			
Ref.	nature	n (cm ⁻³)	T_e (eV)	T_i (eV)	nature	temps de résolution	énergie	temps de mesure
8	H ₂ ("NTSE")	10 ¹³			K ⁰	0,1 μ s/cm	4 keV	100 μ s
9	H ₂	10 ¹¹	20	1000	K ⁰	1 ns	10 à 100 eV	15 ms
10	H ₂	10 ¹³	20		K ⁰	$\sim$ 0,1 μ s/cm	1 à 5 keV	2 ms
11	H ₂ ("PR5")		20	1000	K ⁰		10 à 50 keV	
12	Li	10 ¹² à 10 ¹³	99 eV	$\sim$ 1	K ⁰		0 à 50 eV	
13	H ₂ ("2X")	5 $\cdot$ 10 ¹³	100 à 200	8000	K ⁰	10 μ s	6 keV	
X	H ₂ ("DECA II B")	10 ¹³	20	500	K ⁰	0,2 μ s/cm	0,5 à 2,5 keV	300 μ s

Fig.2 UTILISATION DES FAISCEAUX

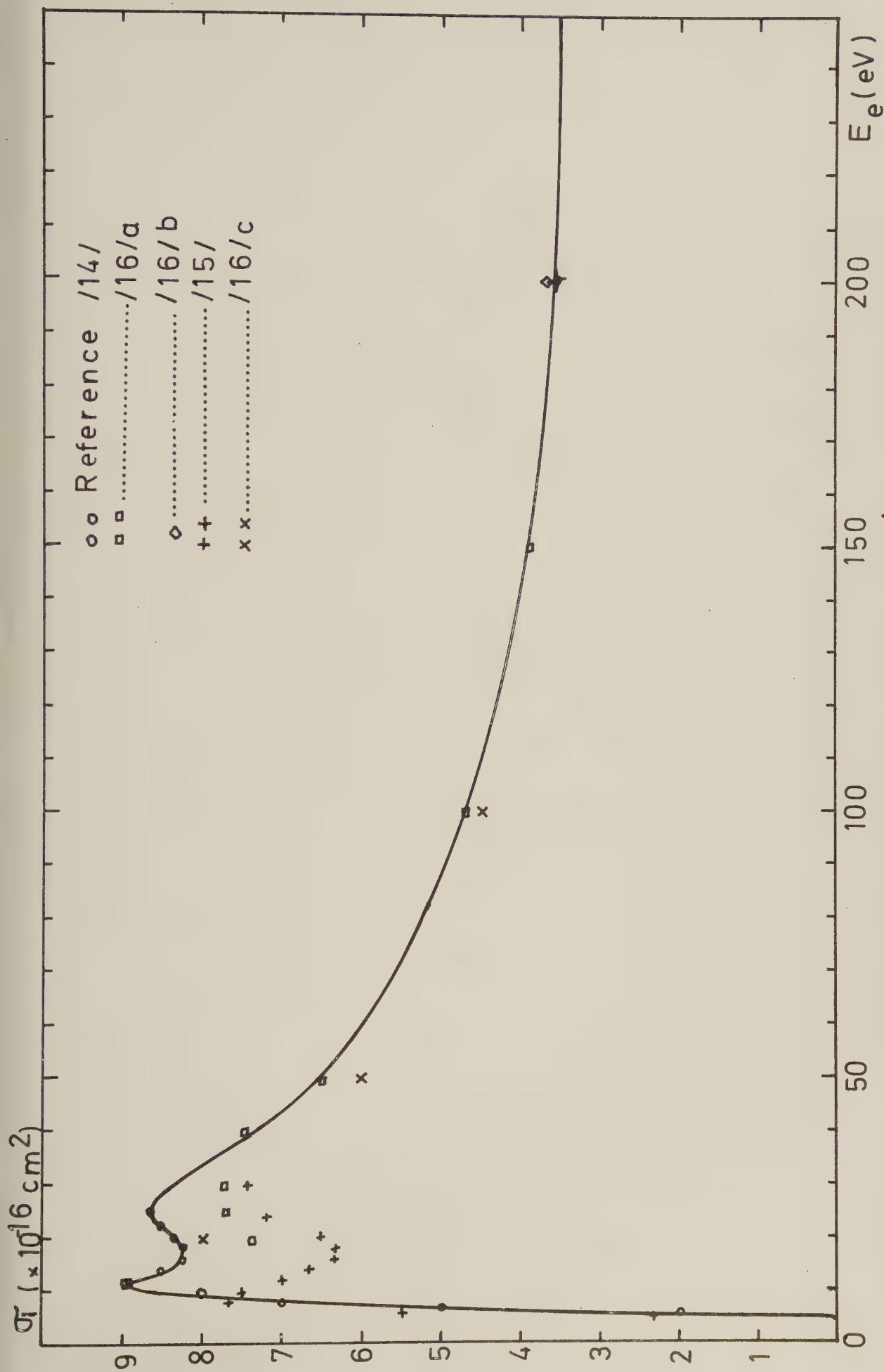


Fig. 3 SECTION EFFICACE D'IONISATION
DU POTASSIUM PAR LES ELECTRONS

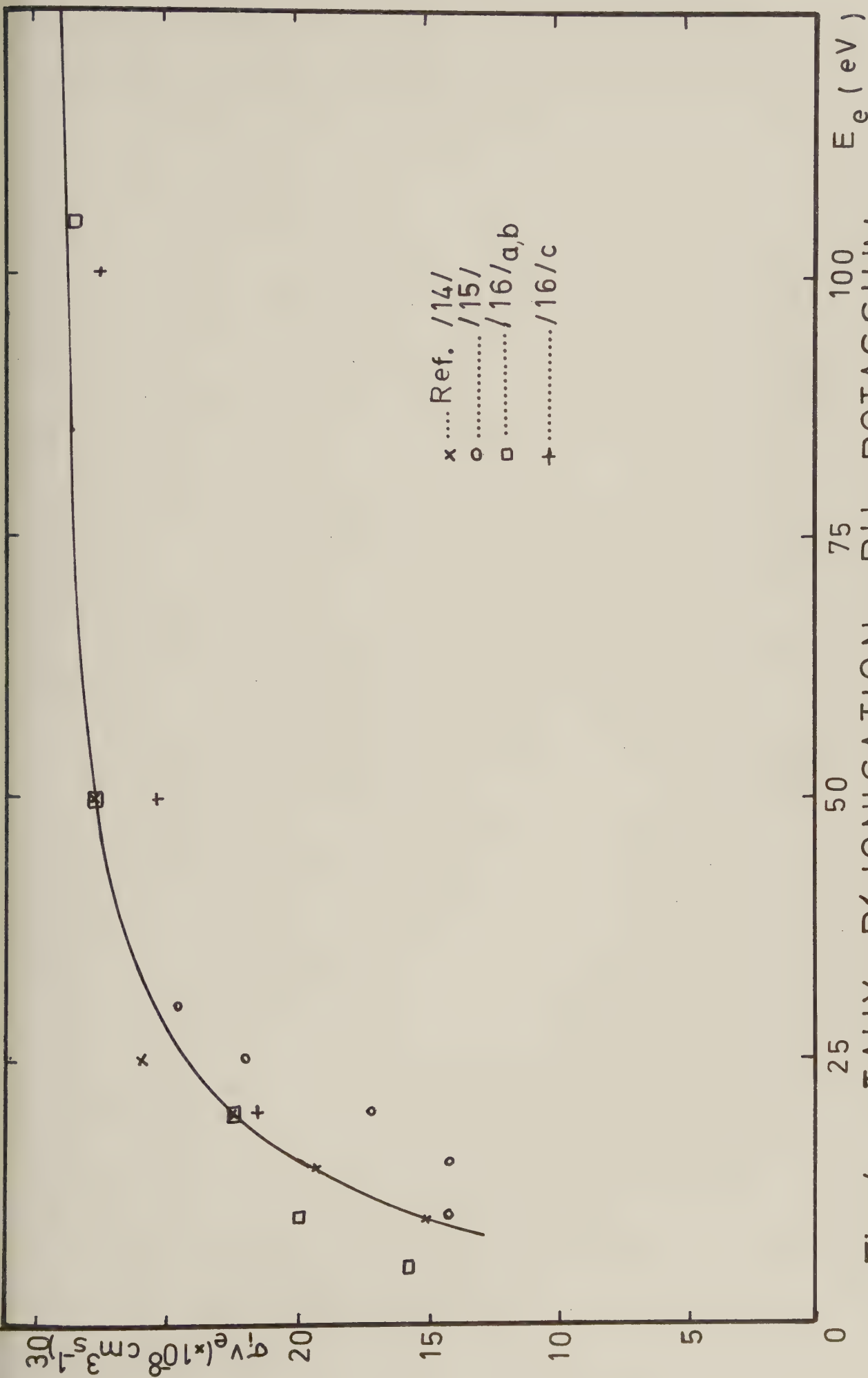


Fig. 4 Taux d'ionisation du potassium par les électrons

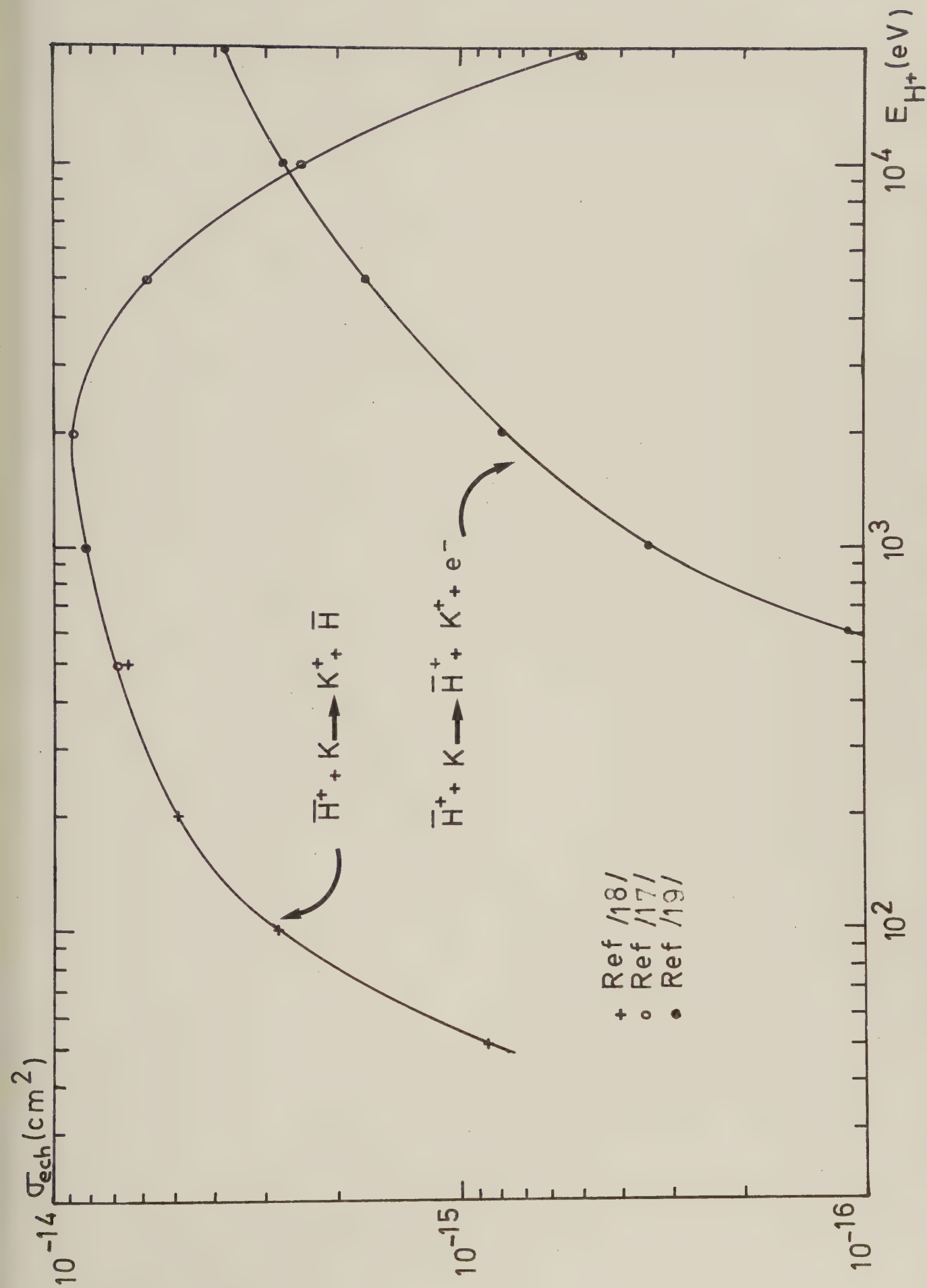


Fig. 5 Section Efficace de Collision des Protons sur le Potassium

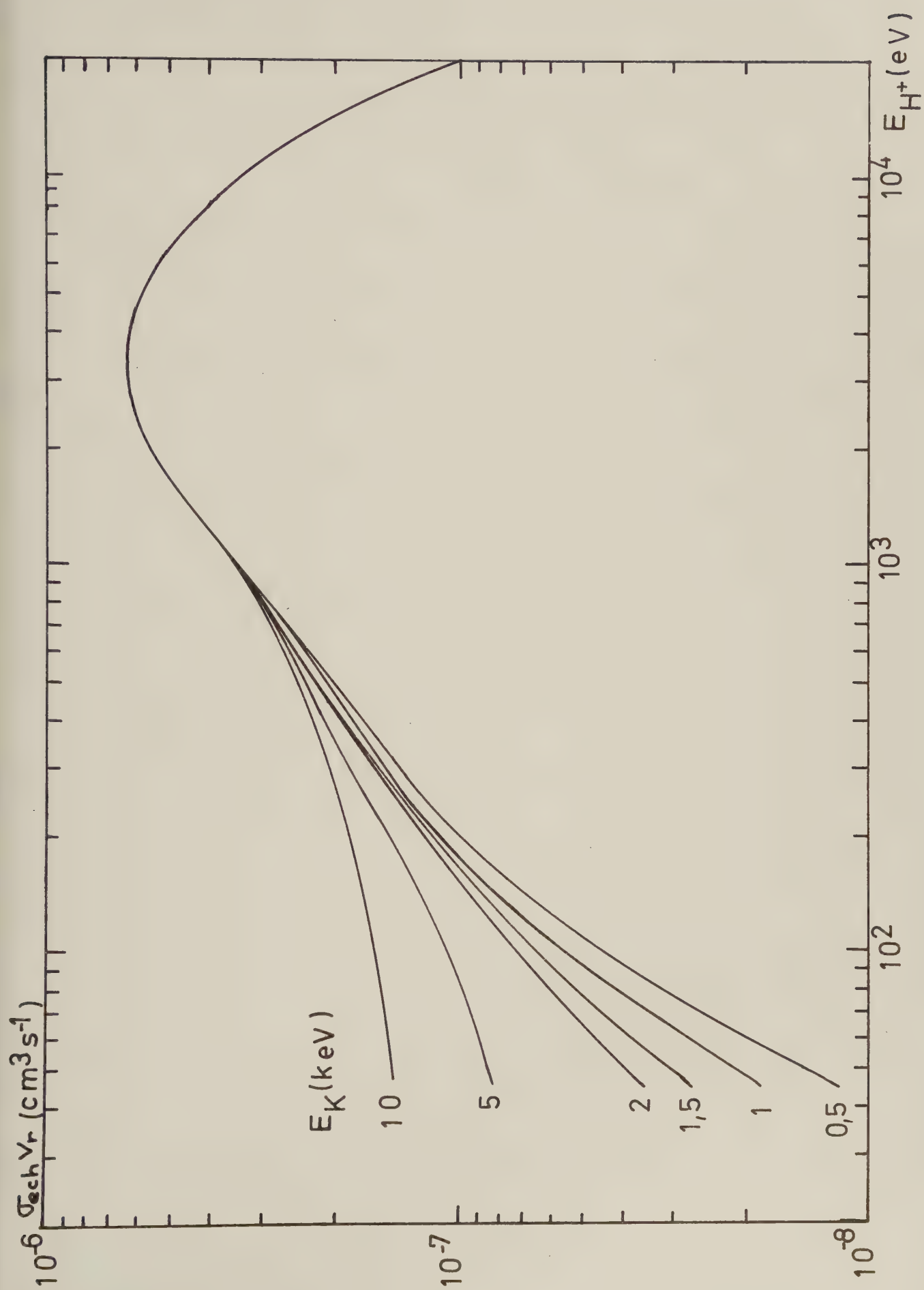


Fig.6 Taux d'Ionisation du Potassium par les Protons

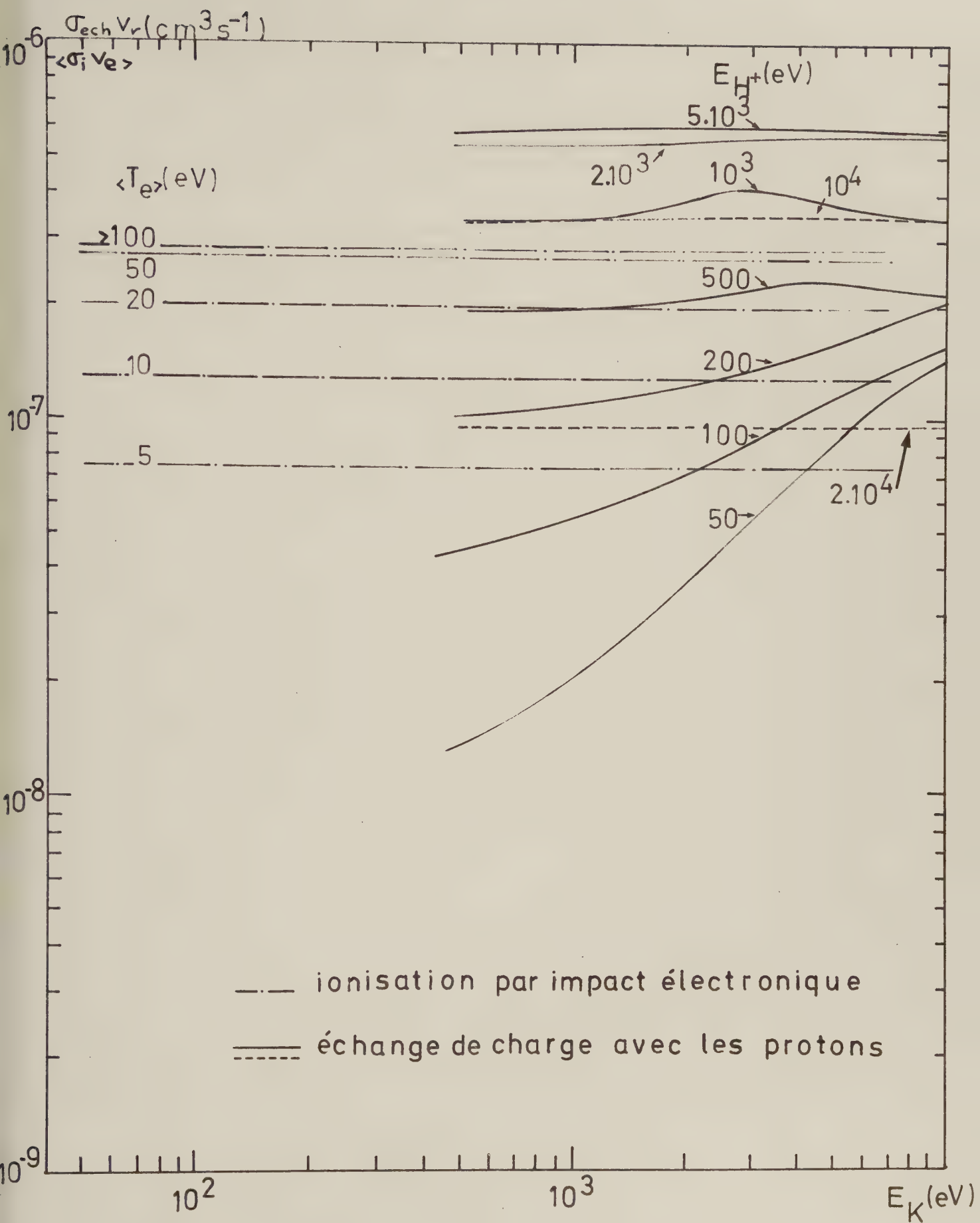


Fig.7 TAUX D'IONISATION DU K°
EN FONCTION DE SON ENERGIE E_K

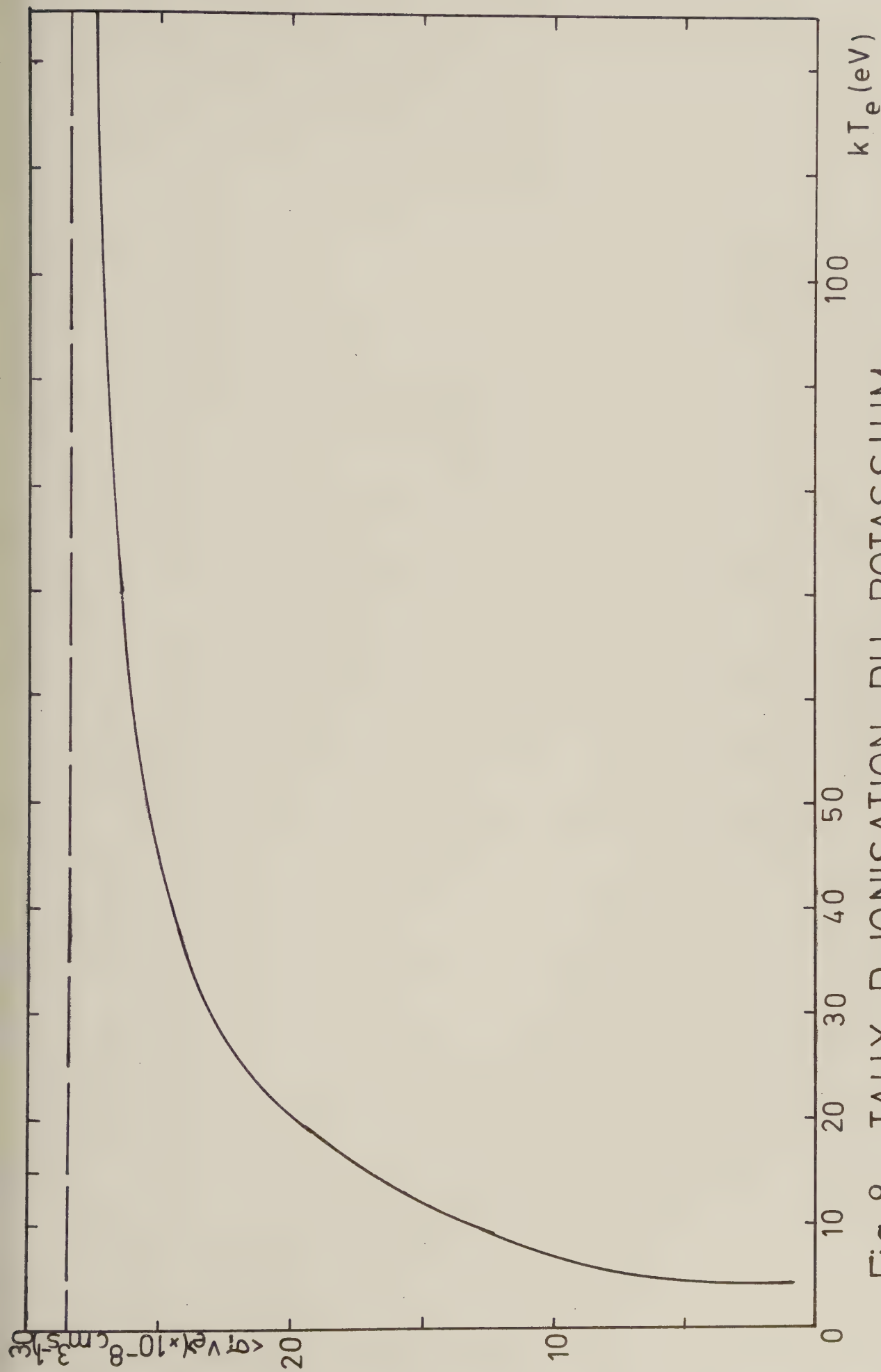


Fig. 8 TAUX D IONISATION DU POTASSIUM
PAR UN GAZ D ELECTRONS (DISTRIBUTION
MAXWELLIENNE DES VITESSES)

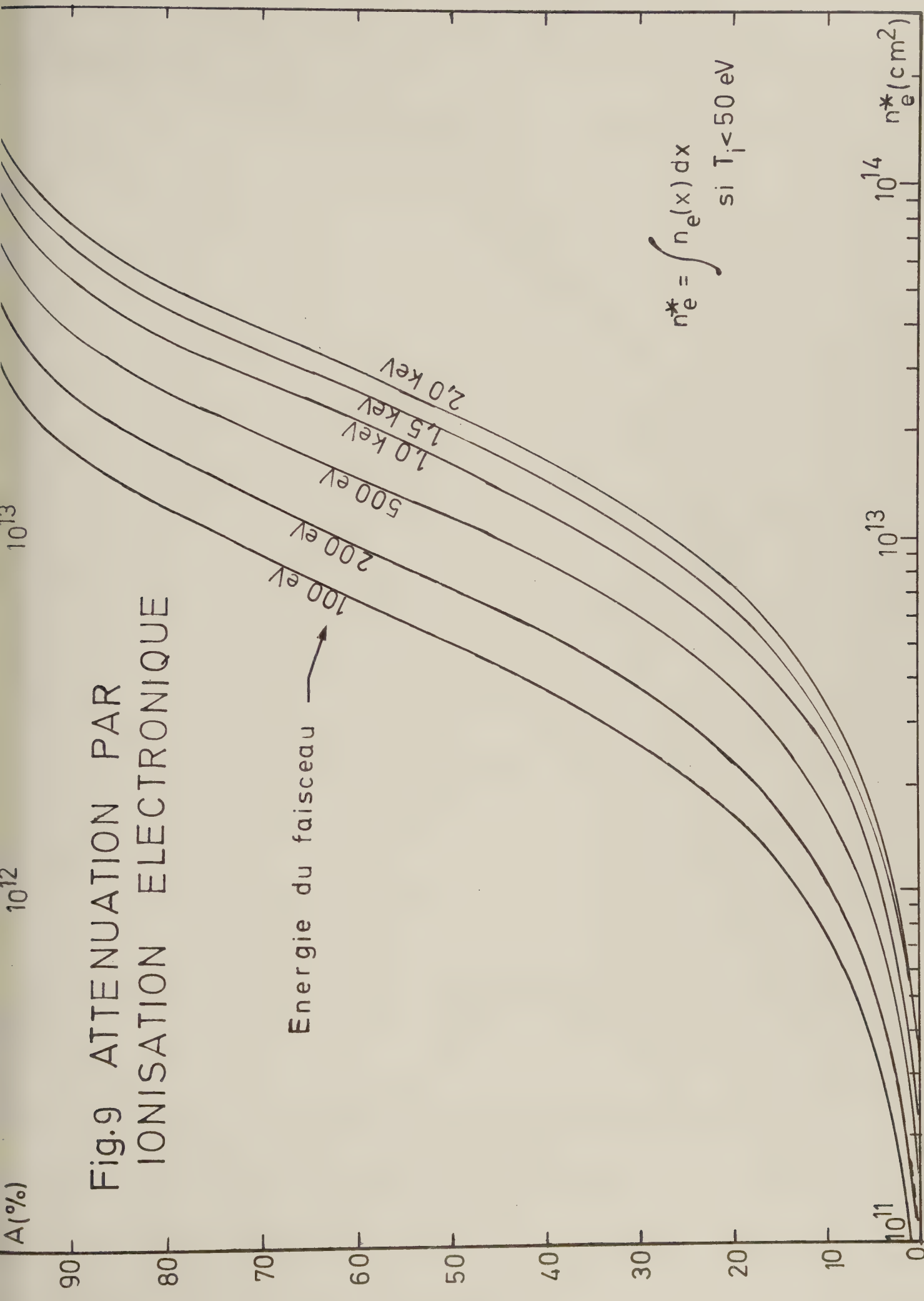


Fig.9 ATTENUATION PAR
IONISATION ELECTRONIQUE

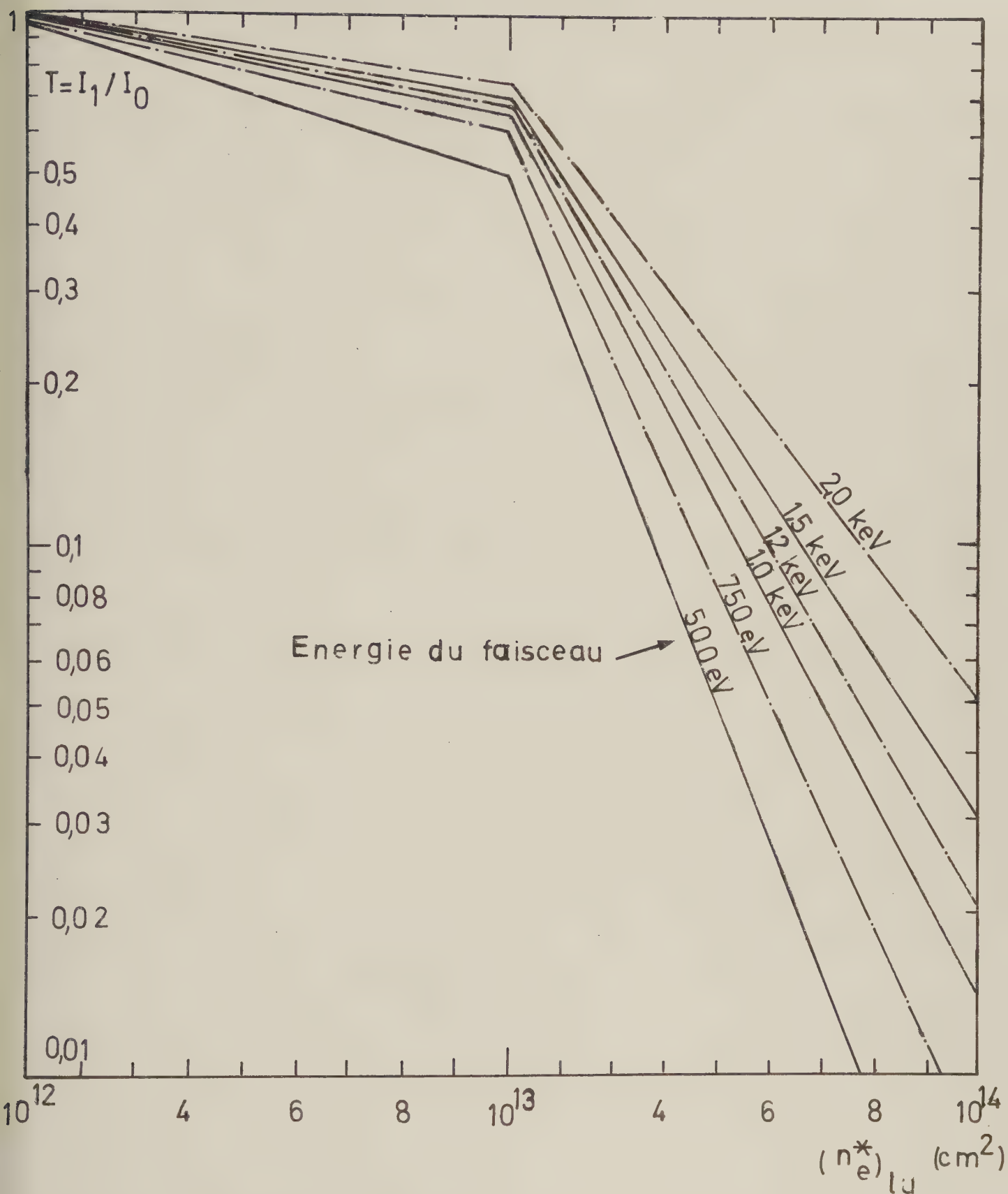


Fig.10 TRANSMISSION DU FAISCEAU

(Le changement de pente correspond à une division par 10 du module de l'échelle des densités)

Fig.12 TEMPS DE VOL (Atomes de K)

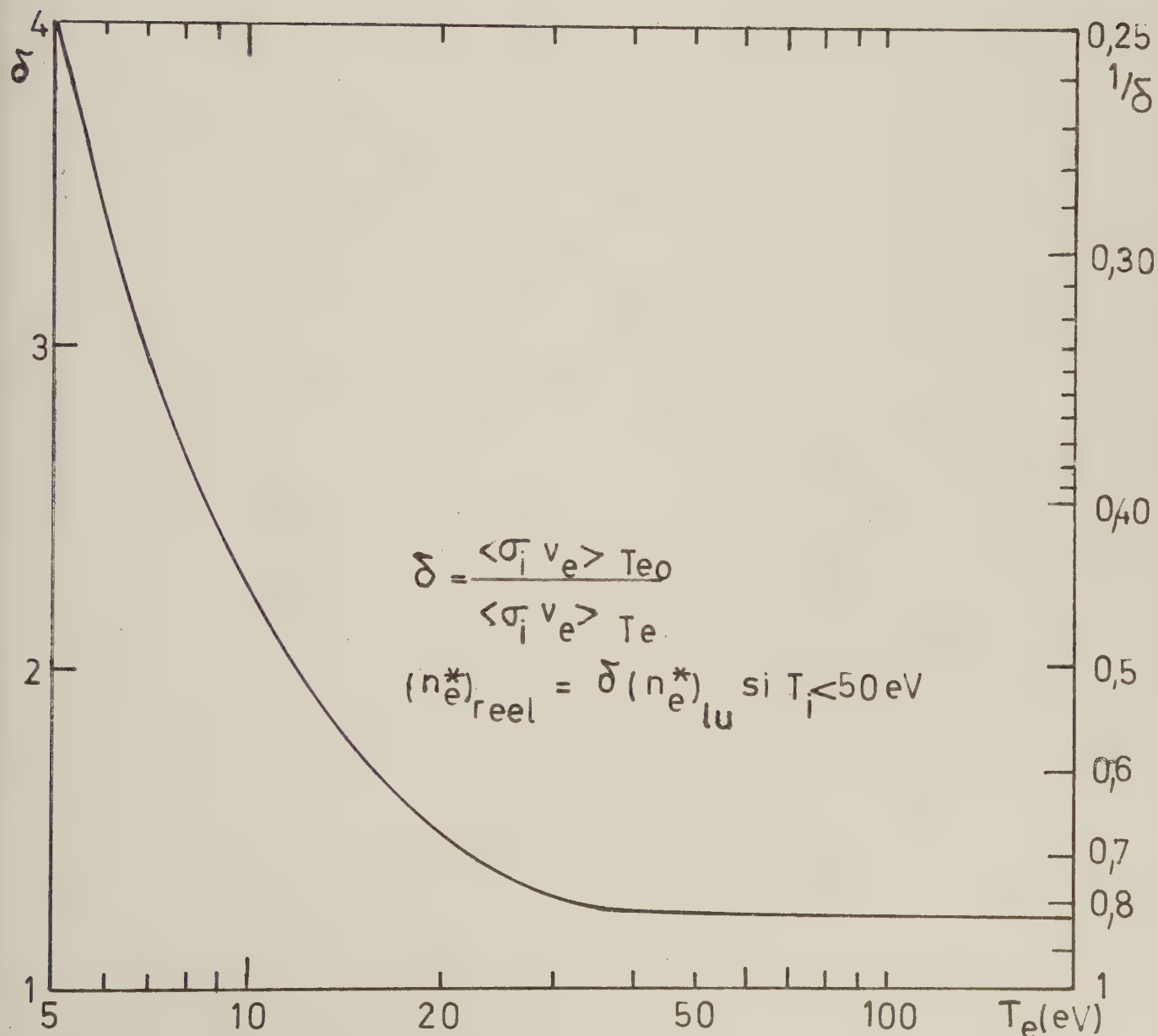
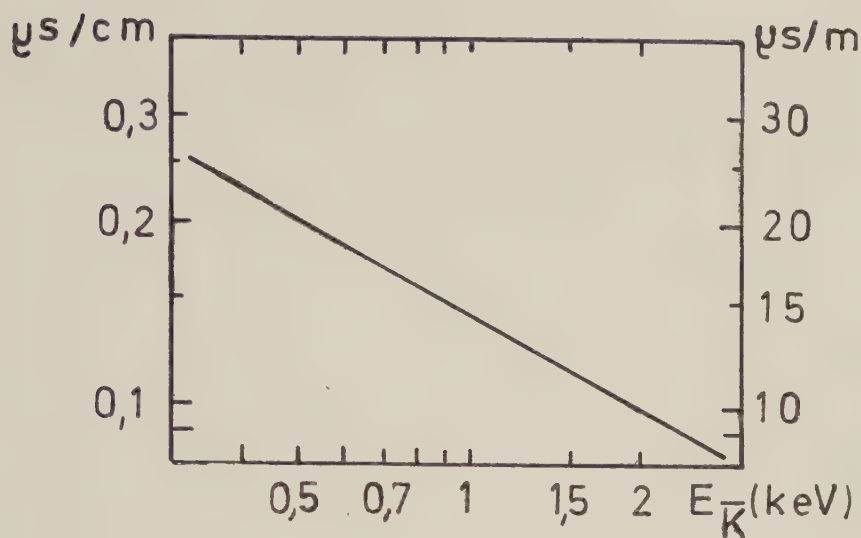


Fig.11 CORRECTION DE T_e ET DE $f(v_e)$

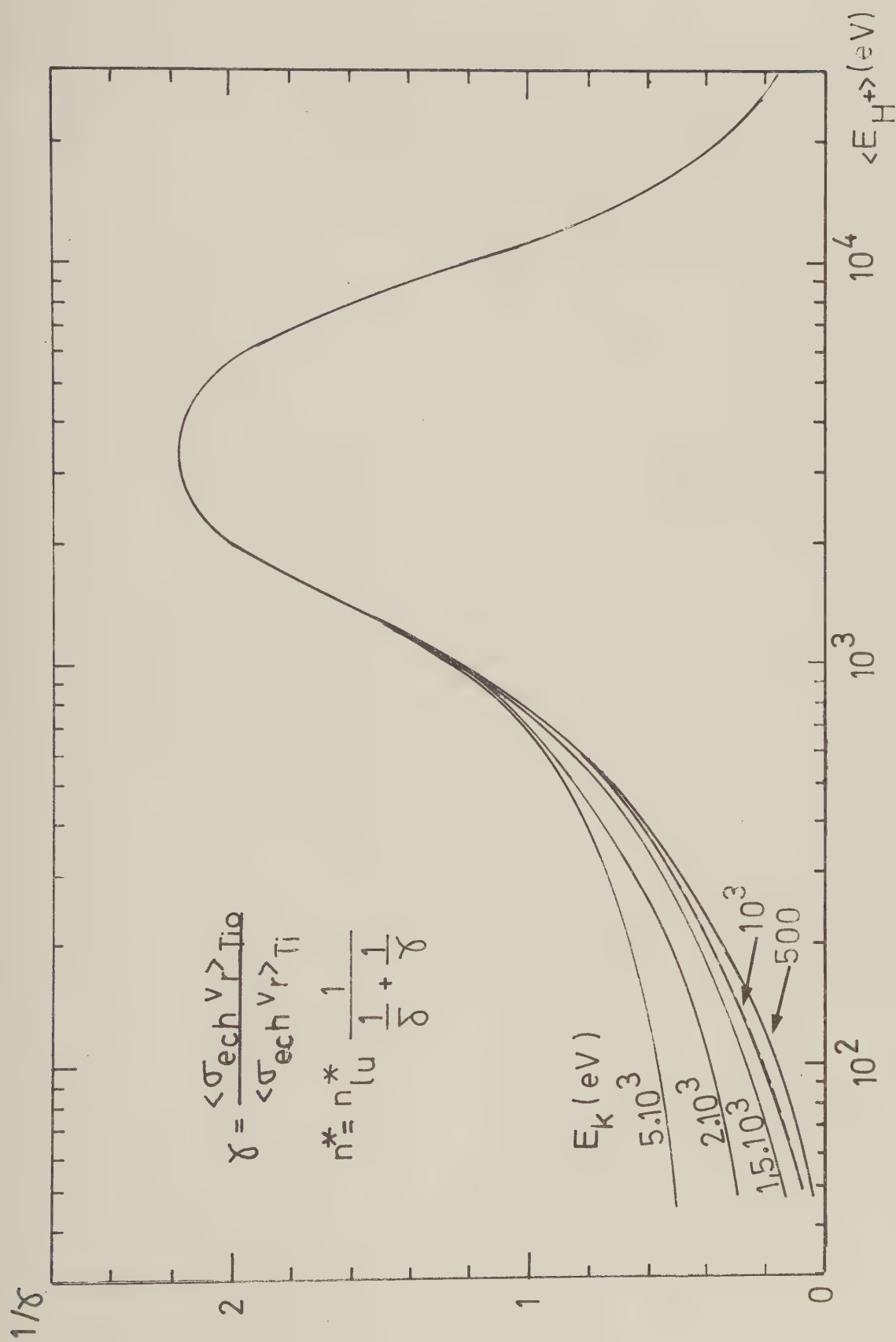


Fig. 13 CORRECTION de TEMPERATURE IONIQUE

whetelt (inox) anode (Cu)

isolant
(alumine)

réservoir
à potassium

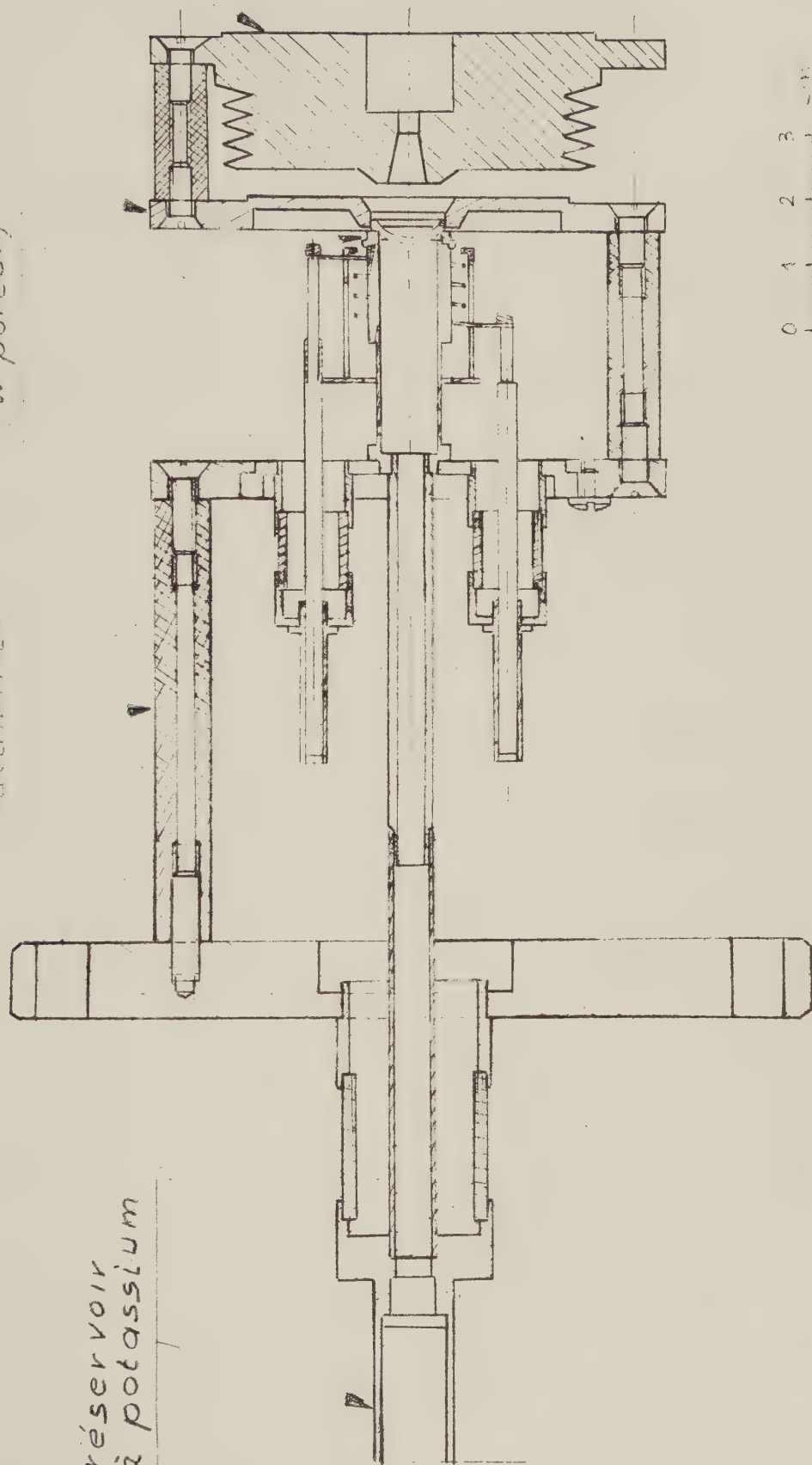


Fig. 14 SOURCE D'IONS

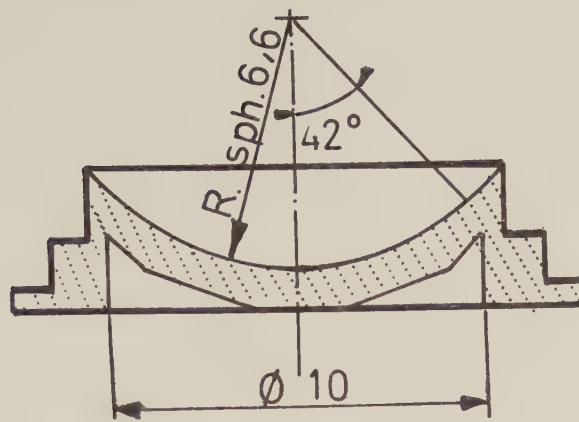


Fig.15 CATHODE POREUSE

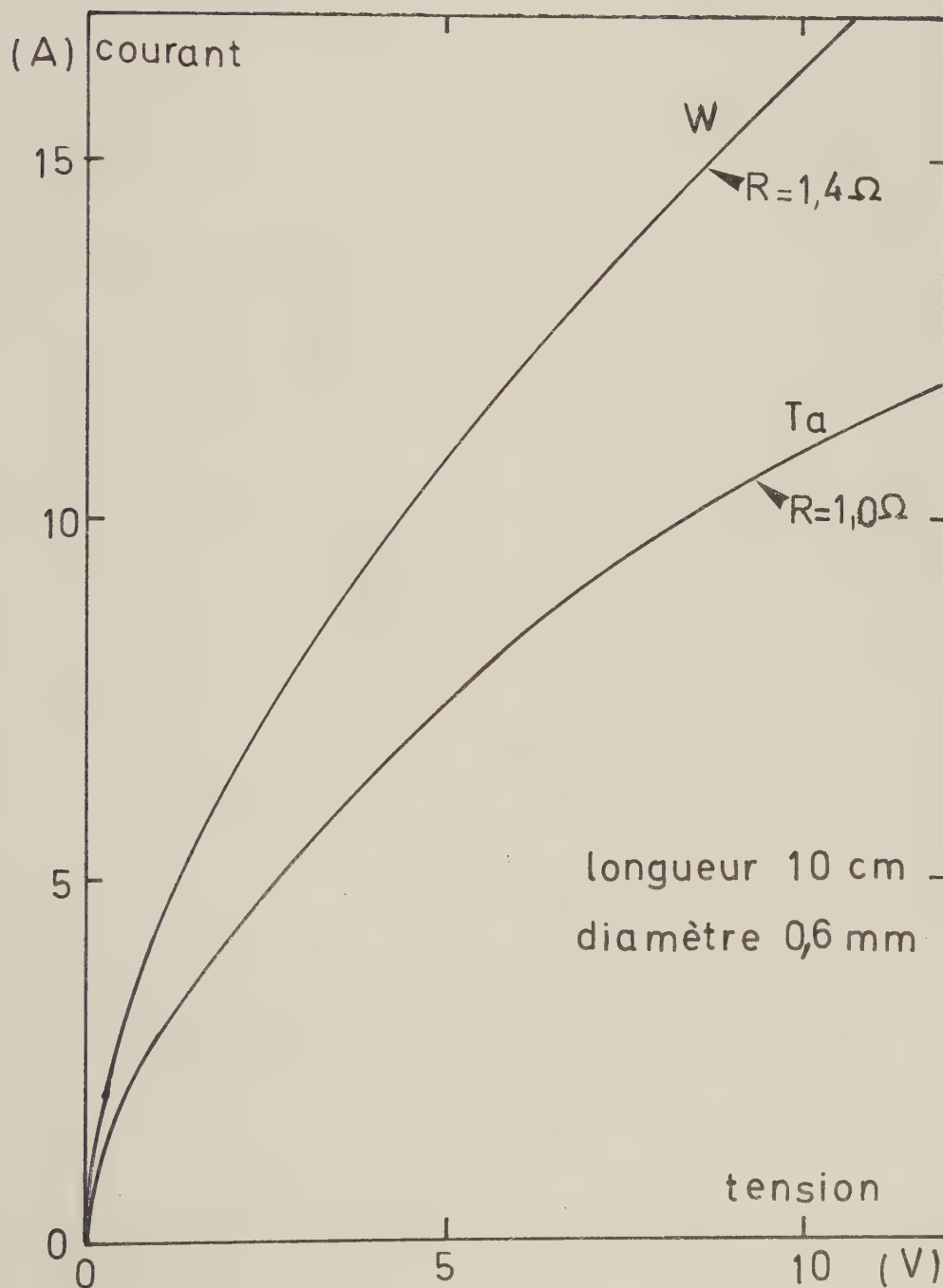


Fig. 16 CARACTERISTIQUE de FILAMENT

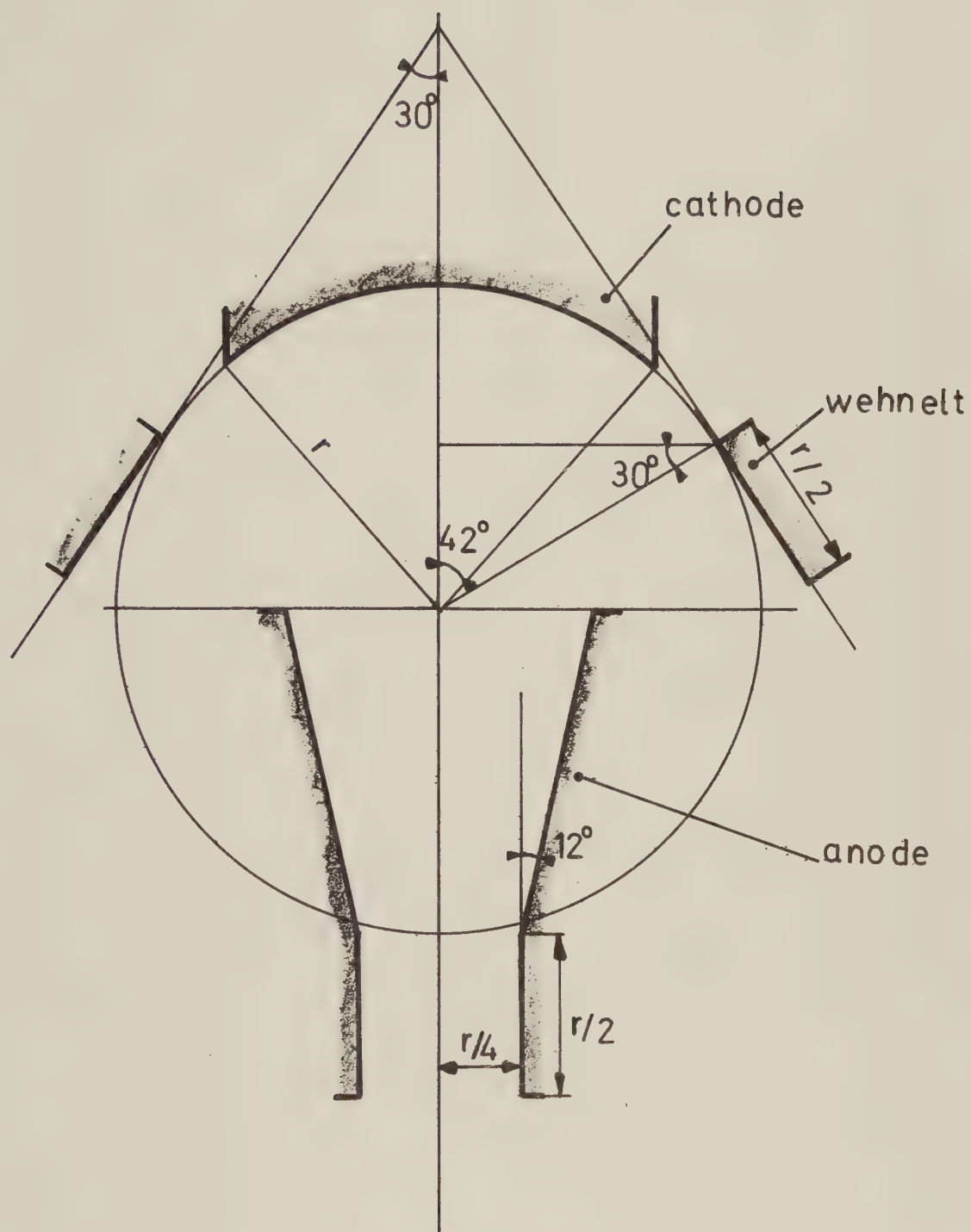


Fig. 17 PRINCIPE DE L'OPTIQUE
IONIQUE

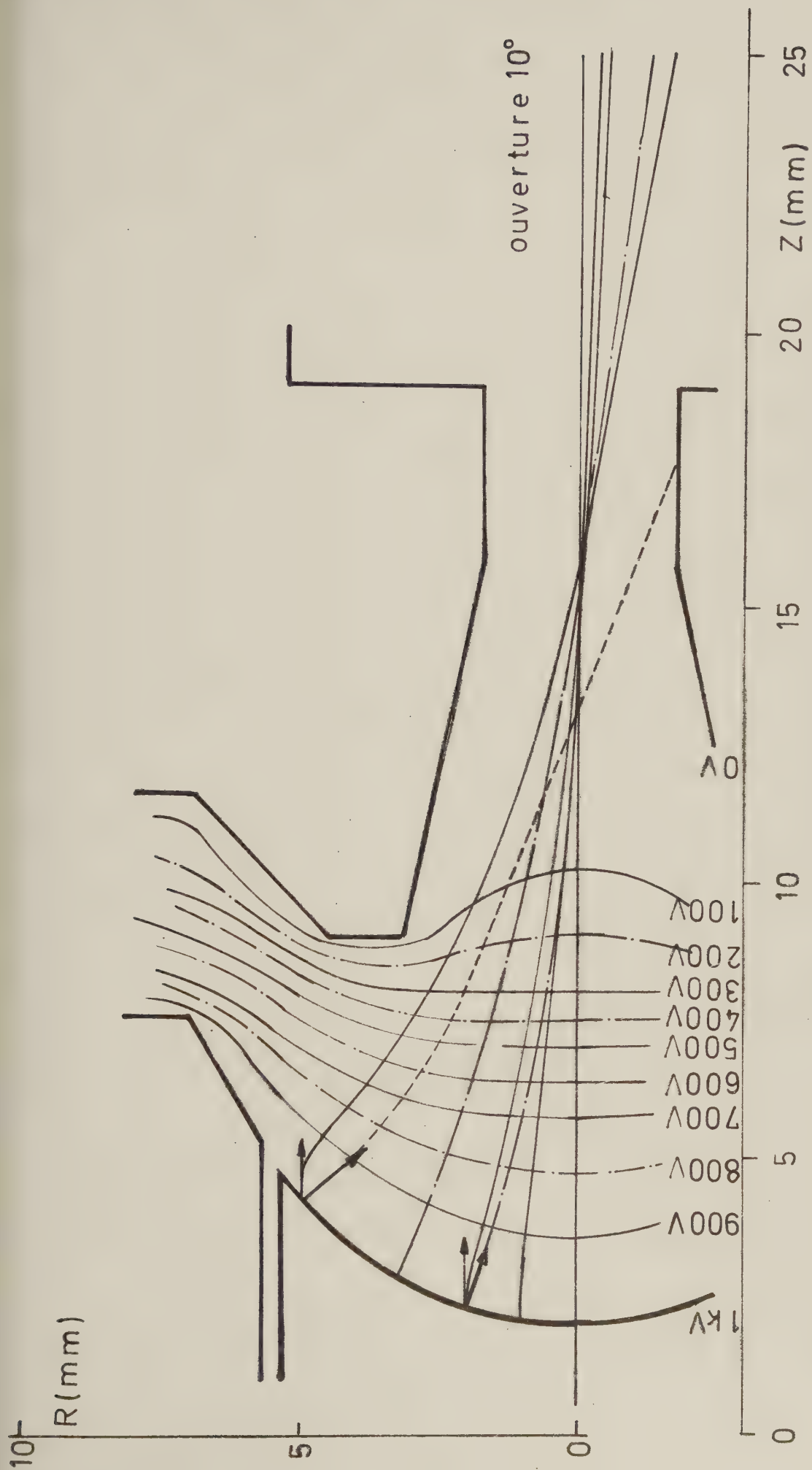


Fig. 18 EQUIPOTENTIELLES ET TRAJECTOIRES
CALCULEES DES IONS K^+ (1 keV)

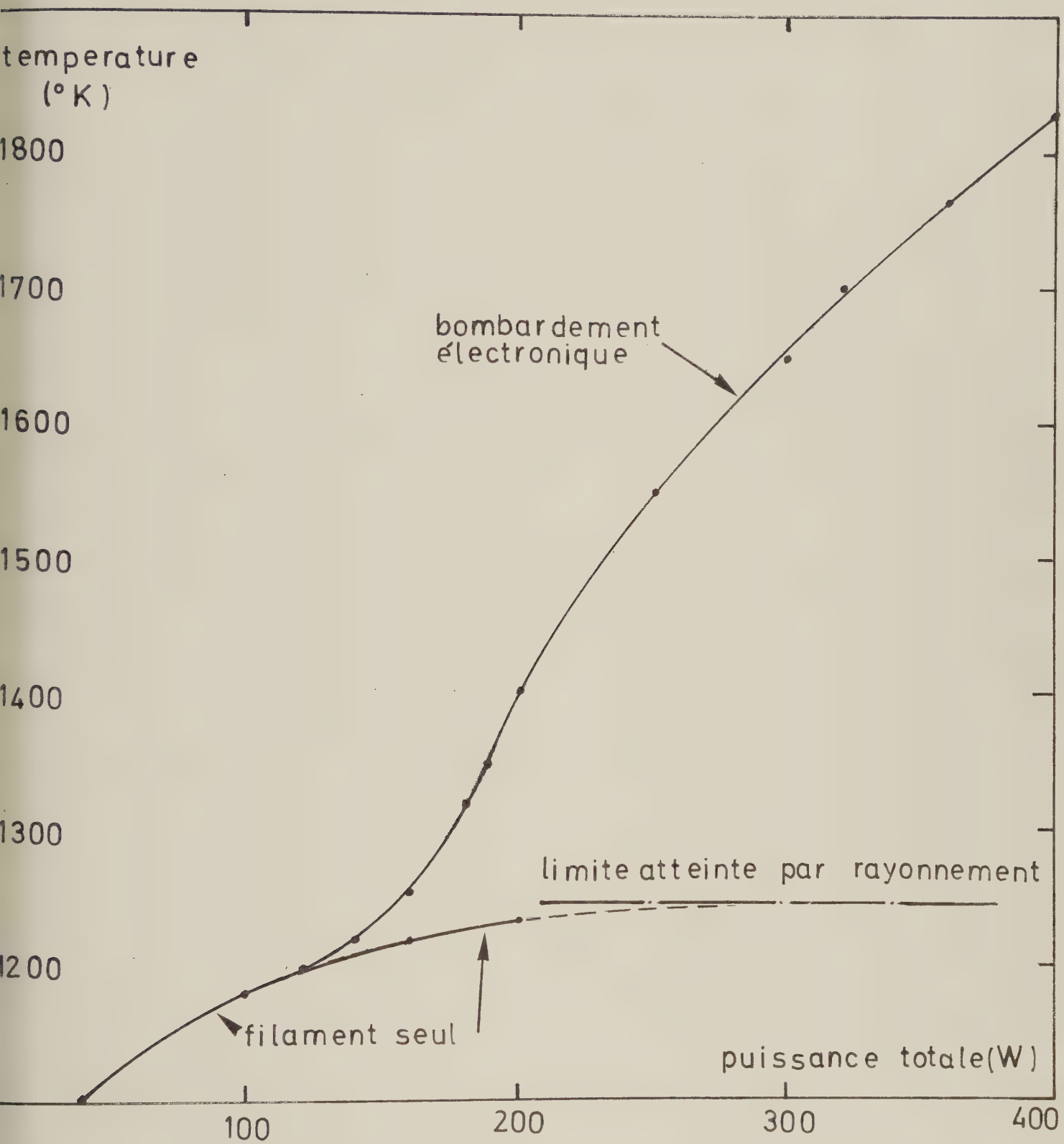


Fig. 19 TEMPERATURE DE LA SURFACE
IONISANTE

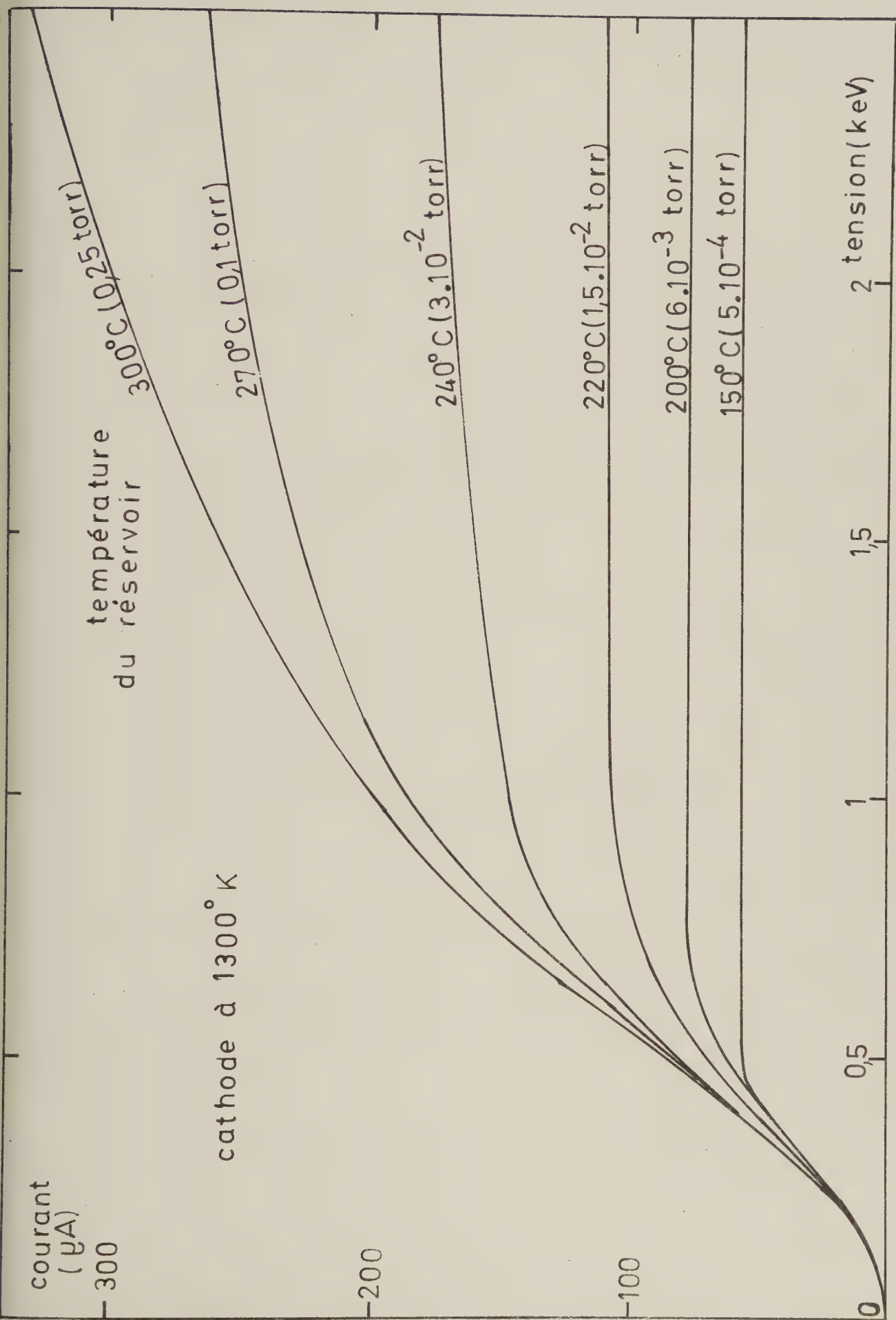


Fig.20 CARACTERISTIQUES TENSION-COURANT

Influence de la température du réservoir de K

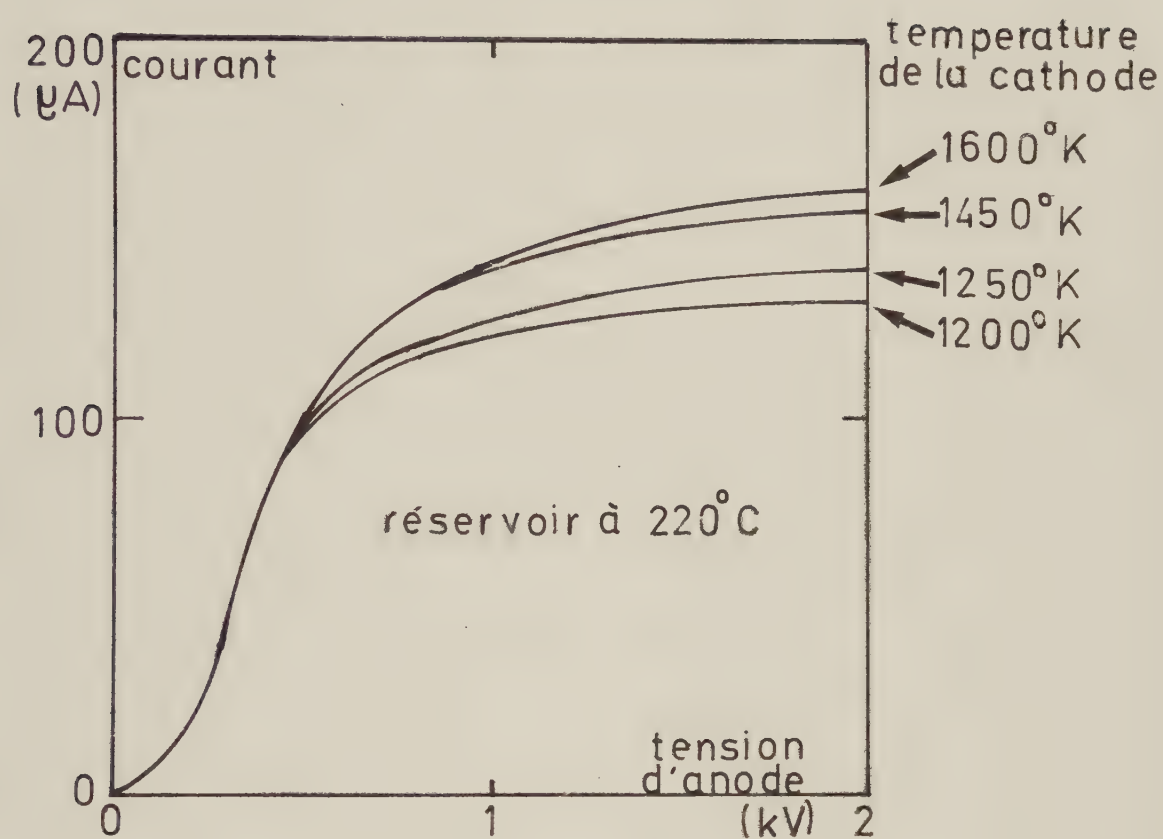
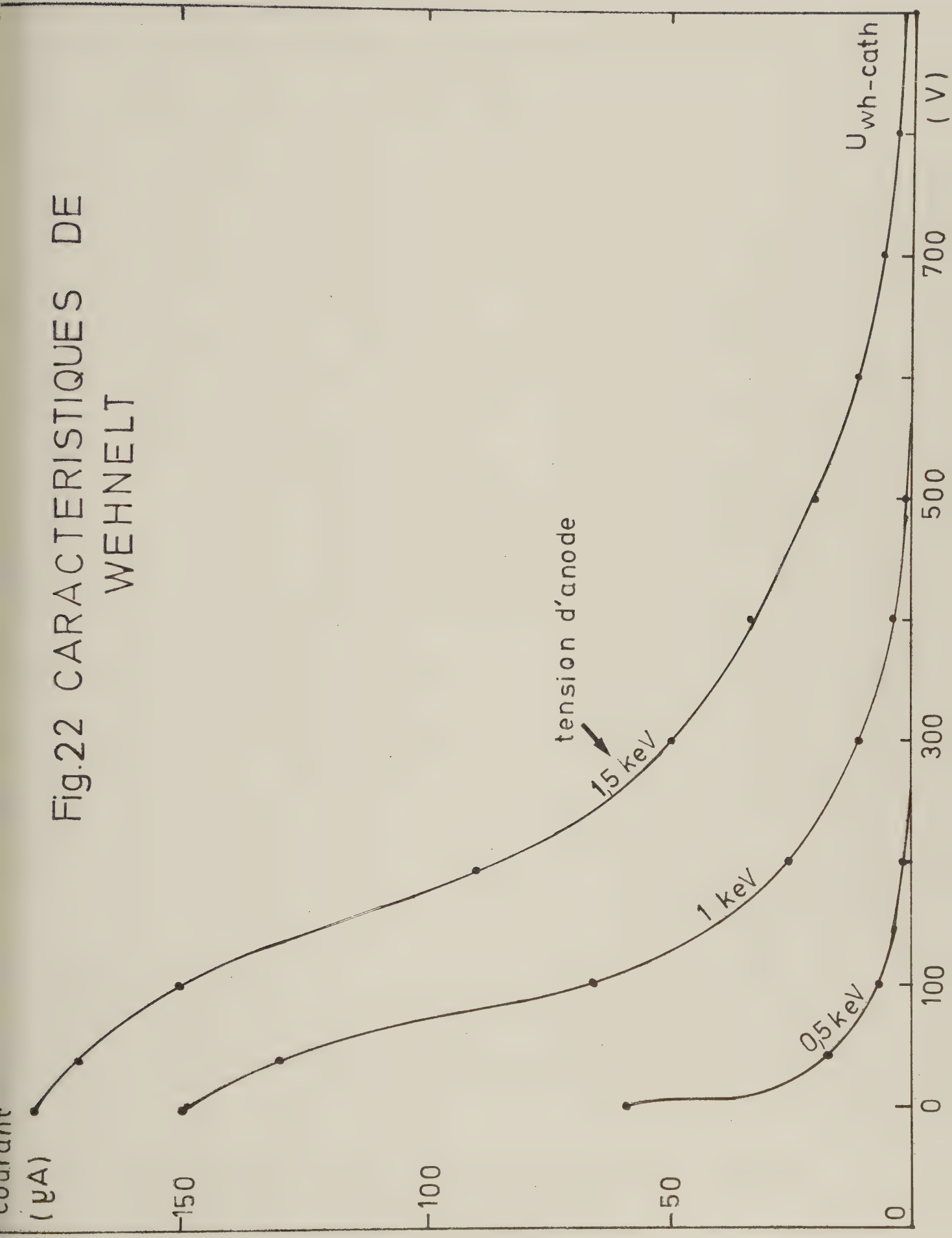


Fig. 21 INFLUENCE DE LA
TEMPERATURE DE CATHODE

Fig.22 CARACTERISTIQUES DE
WEHNELT



ensité (unités arbitraires)

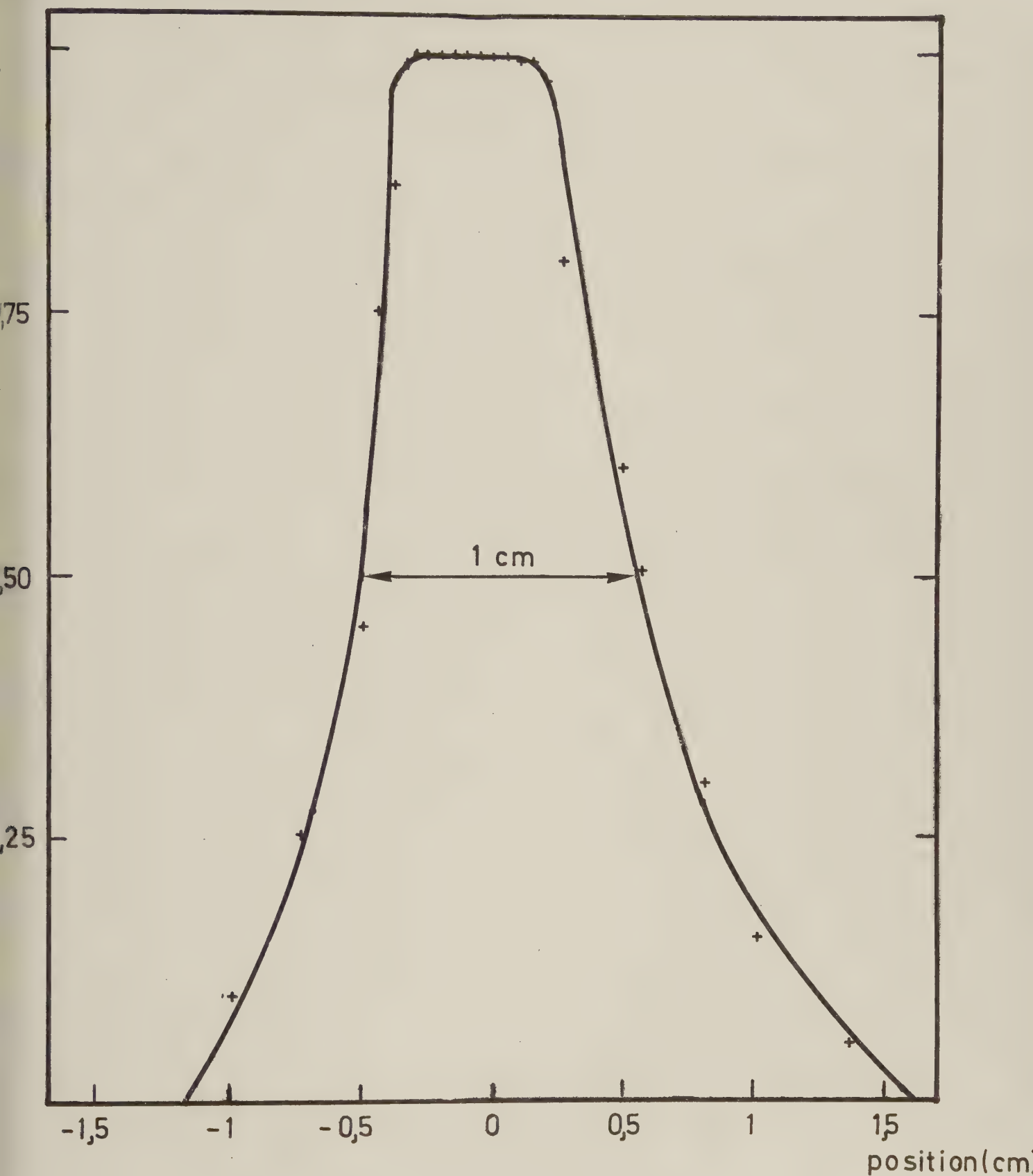


FIG.23 DISTRIBUTION RADIALE DU FAISCEAU IONIQUE
A 2 CM DE L' ANODE

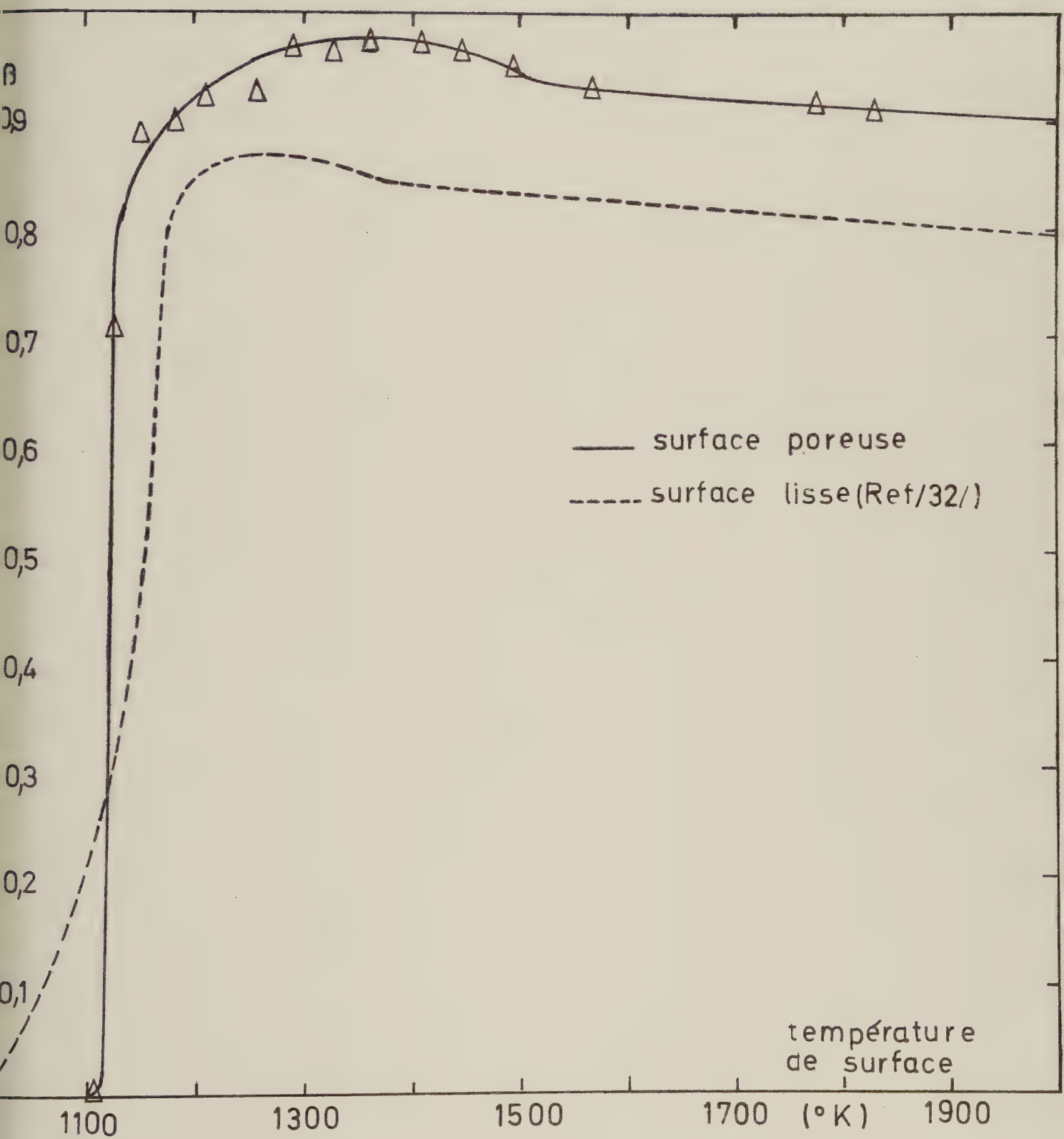


Fig. 24 RENDEMENT D'IONISATION

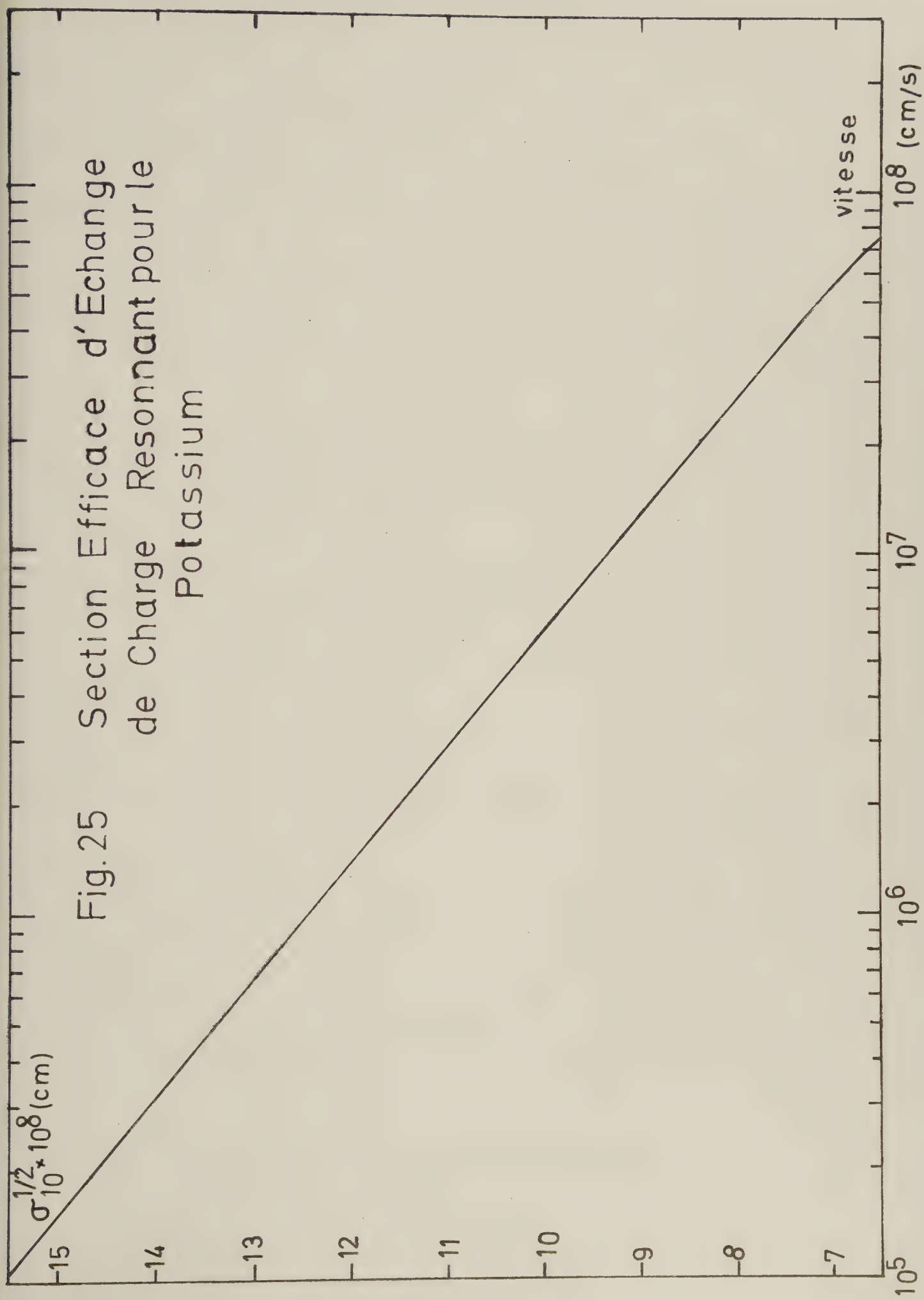


Fig. 25 Section Efficace d'Echange
de Charge Resonnant pour le
Potassium

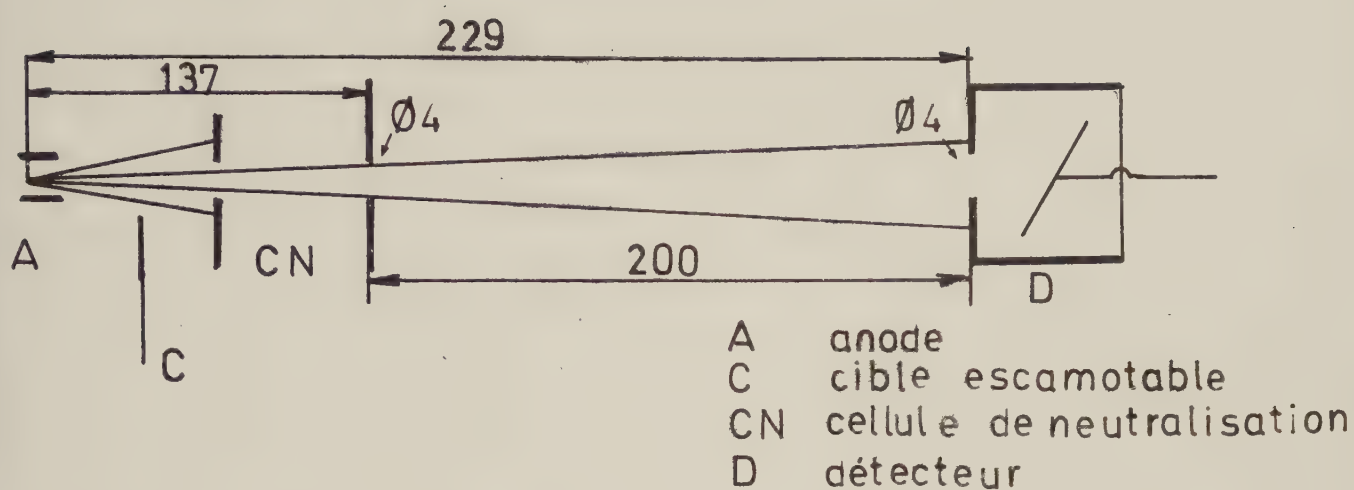


Fig. 26 Mesure du Flux d Atomes K^0
à 2m de la Source

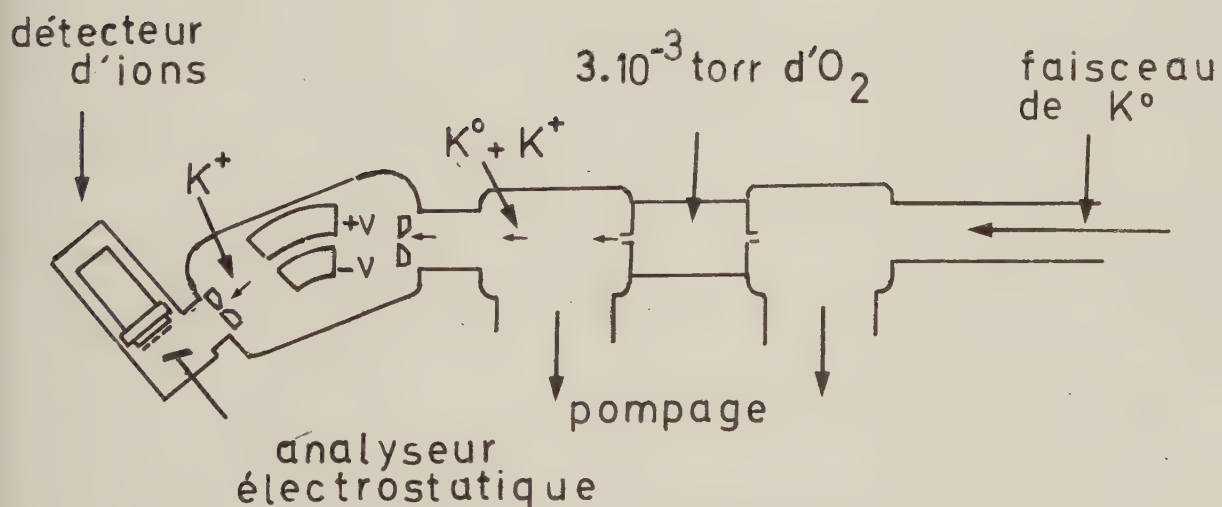


Fig. 27 Ensemble de Détection

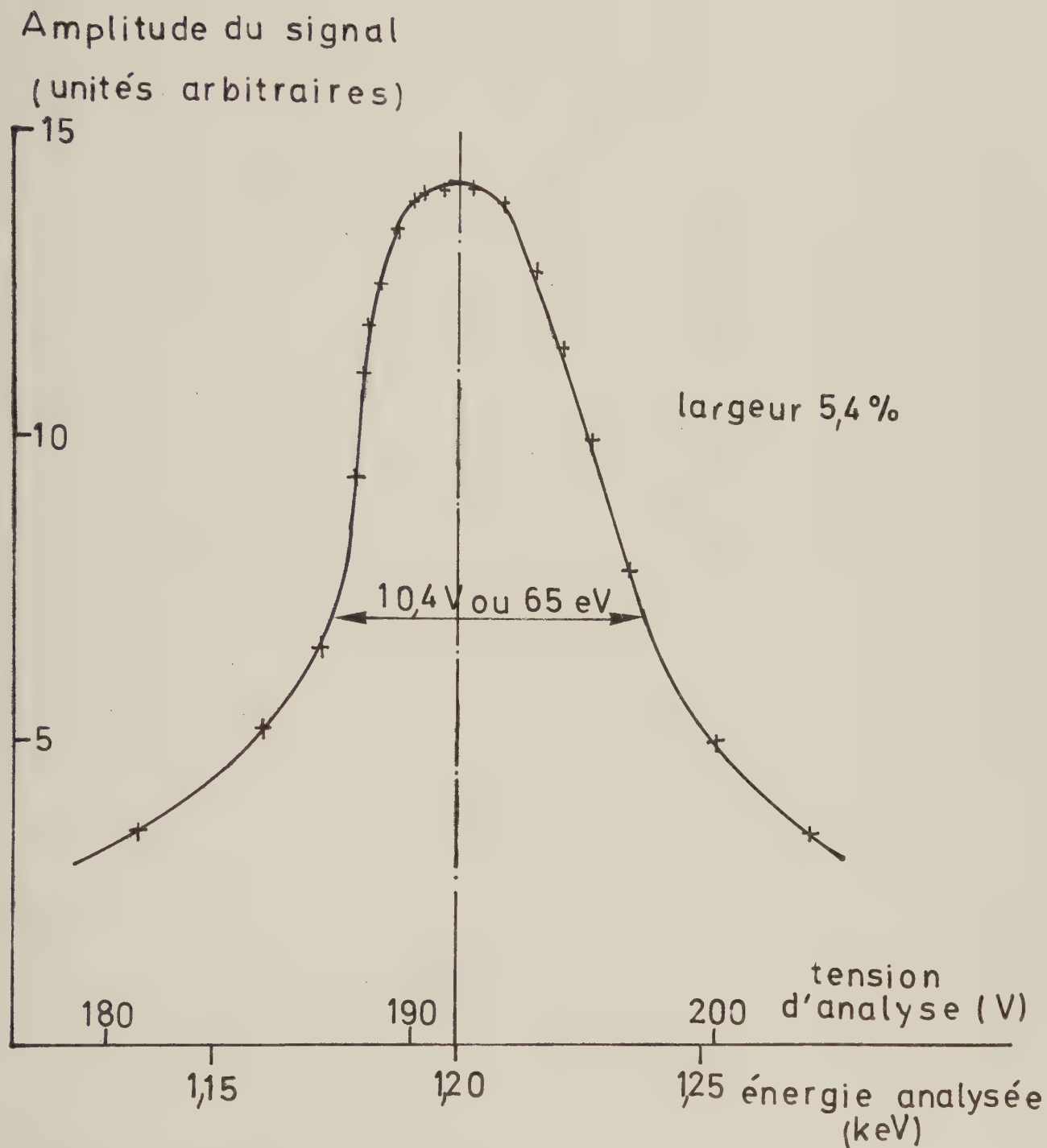
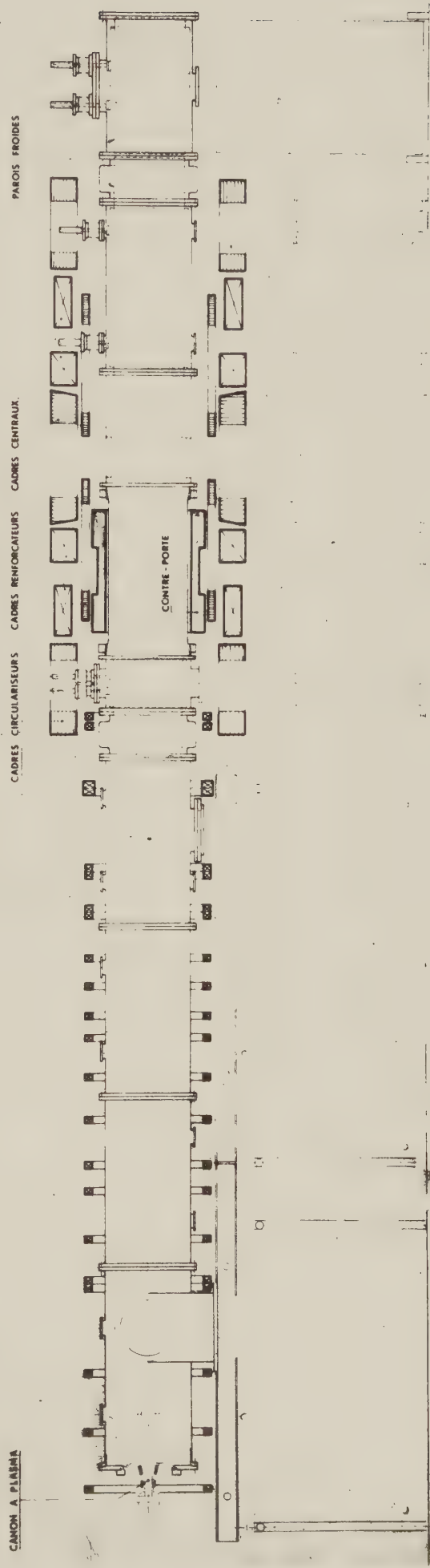
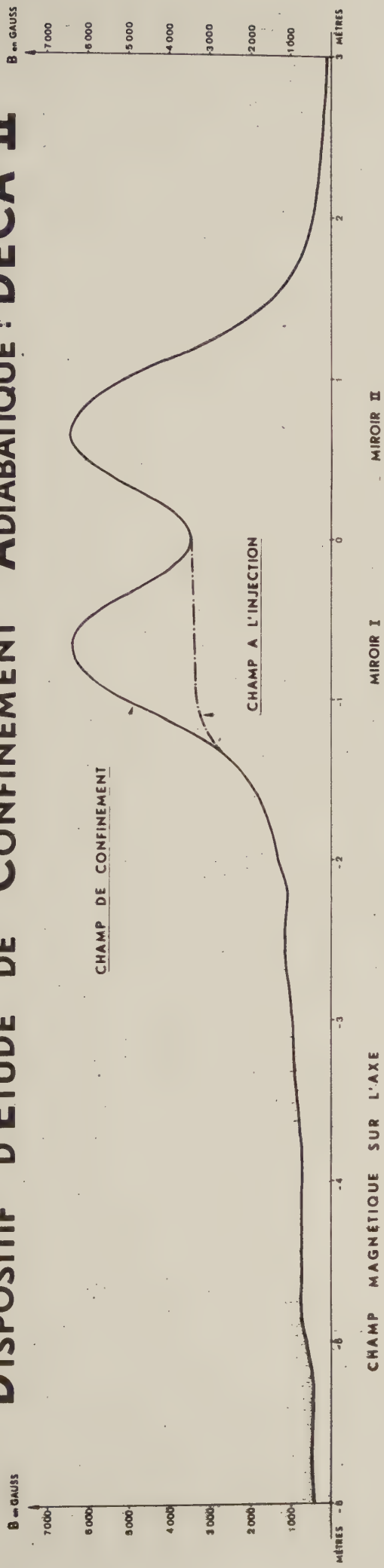


Fig.28 Spectre d'Energie du Faisceau
de K^0 délivré par la Source

DISPOSITIF D'ÉTUDE DE CONFINEMENT ADIABATIQUE : DECA II



ÉTAGE D'INJECTION

ÉTAGE DE CONFINEMENT

Fig. 29

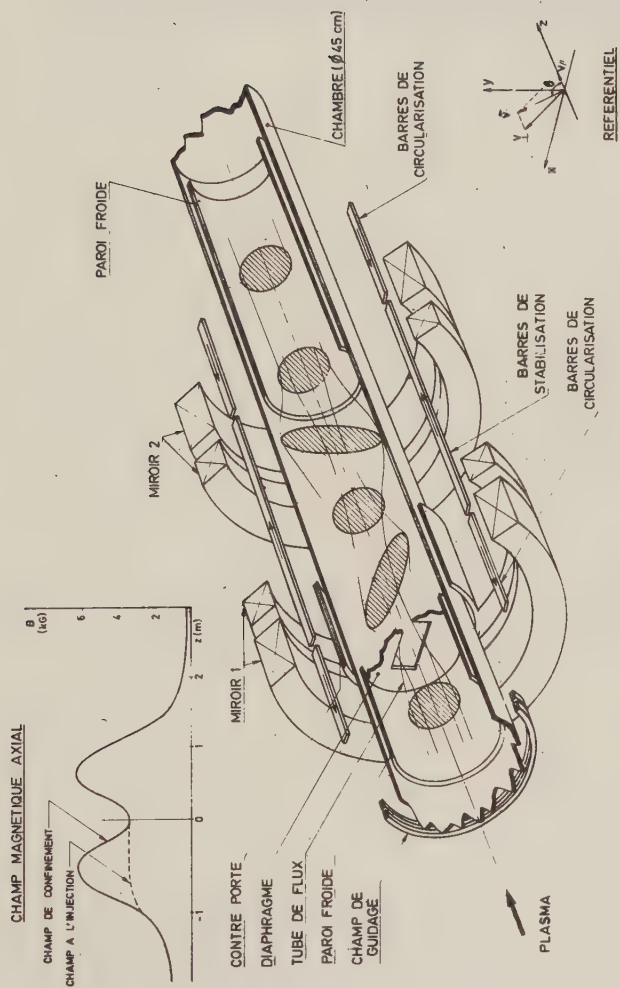
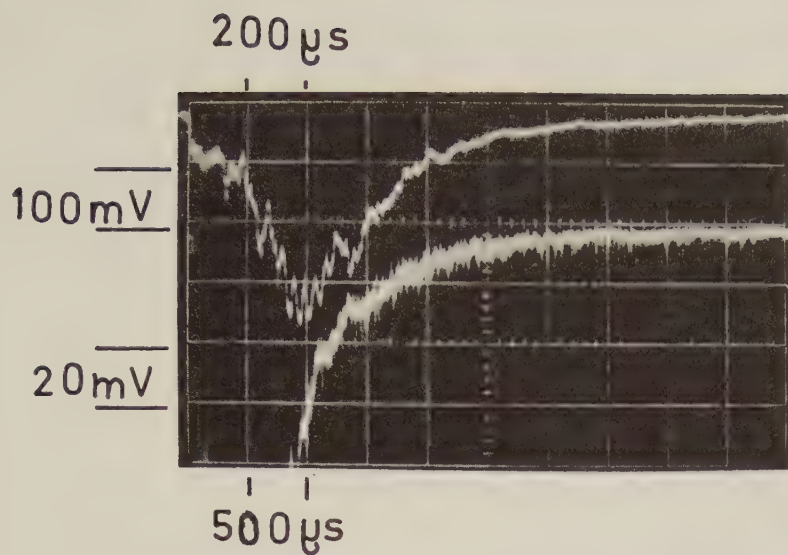


Fig 30-DECA II B:ETAGE DE CONFINEMENT



$RC = 1 \mu$ s

Fig.31 EVOLUTION TEMPORELLE DU PLASMA
(Signal d'Emission Secondaire)

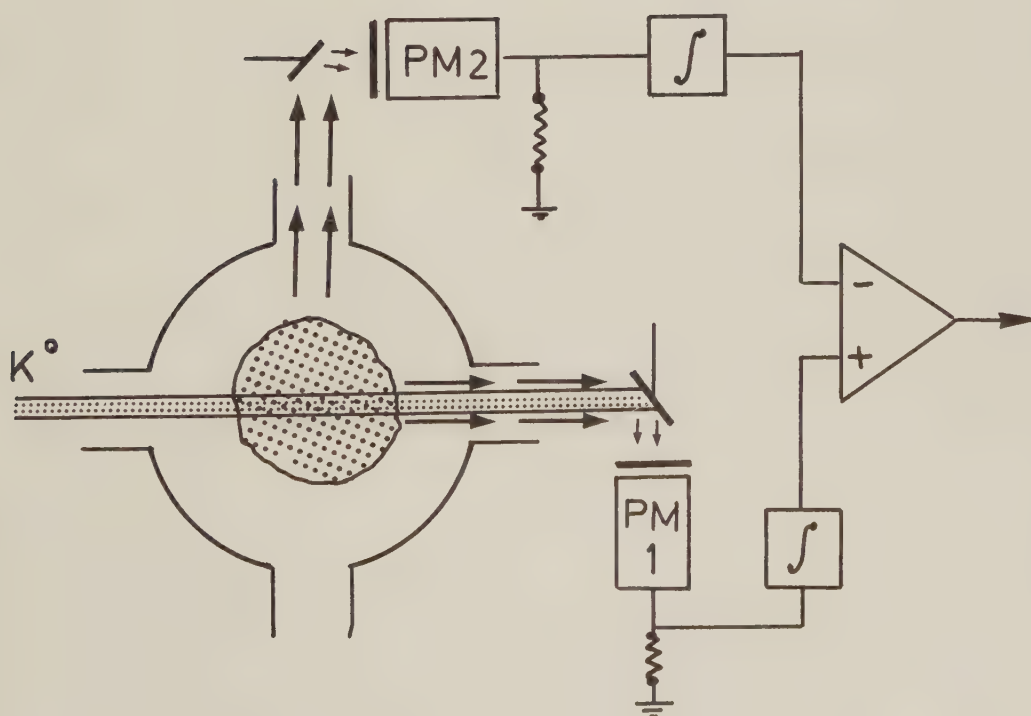
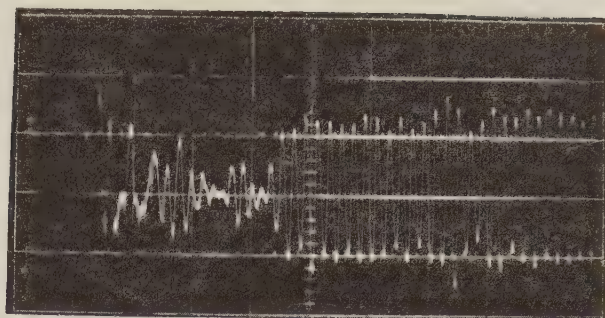
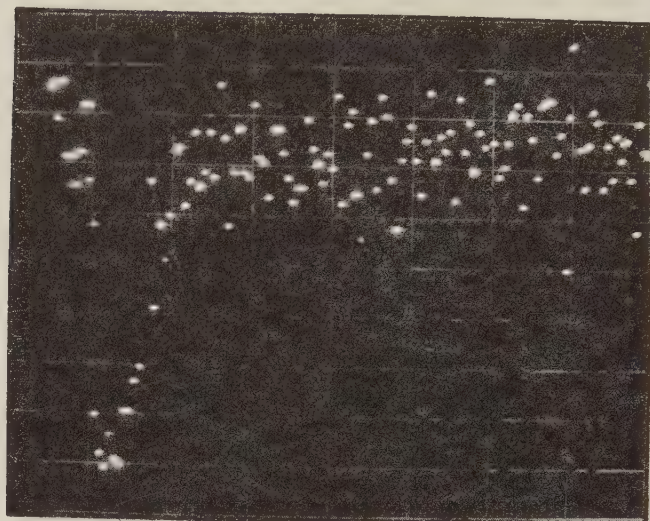


Fig.32 MESURE DIFFERENTIELLE

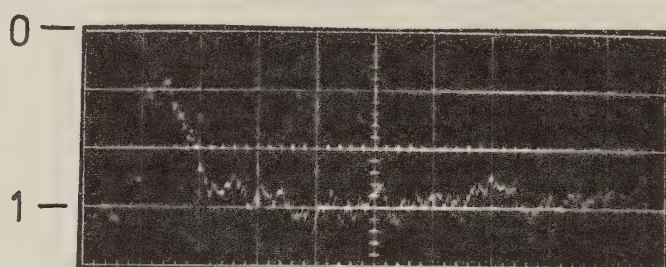
Modulation à 100 kHz
50 μ s/carreau



Comptage
10 impulsions/carreau
1 point = 20 μ s

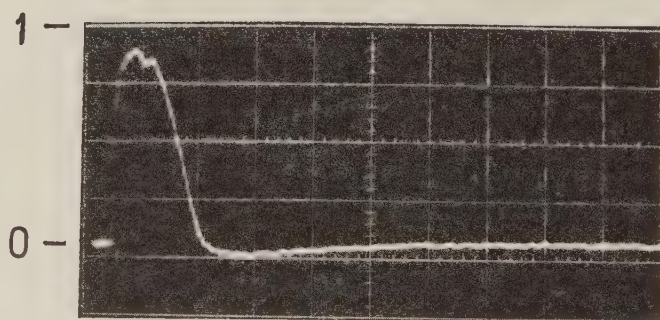


Intégration ($RC=1\mu$ s)
100 μ s/carreau



Atténuation des
Microondes ($\lambda = 4$ mm)

100 μ s/carreau



Interférogramme ($\lambda = 4$ mm)
100 μ s/carreau

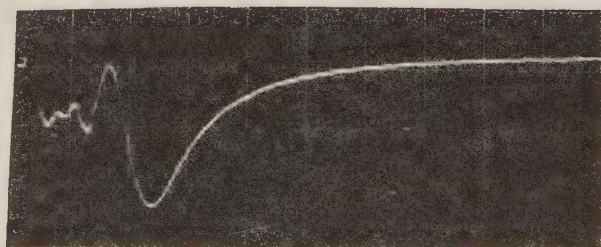


Fig.34 ATTENUATION DU FAISCEAU DE K^0 .
Comparaison entre les différentes méthodes
et avec l'interférométrie en microondes.

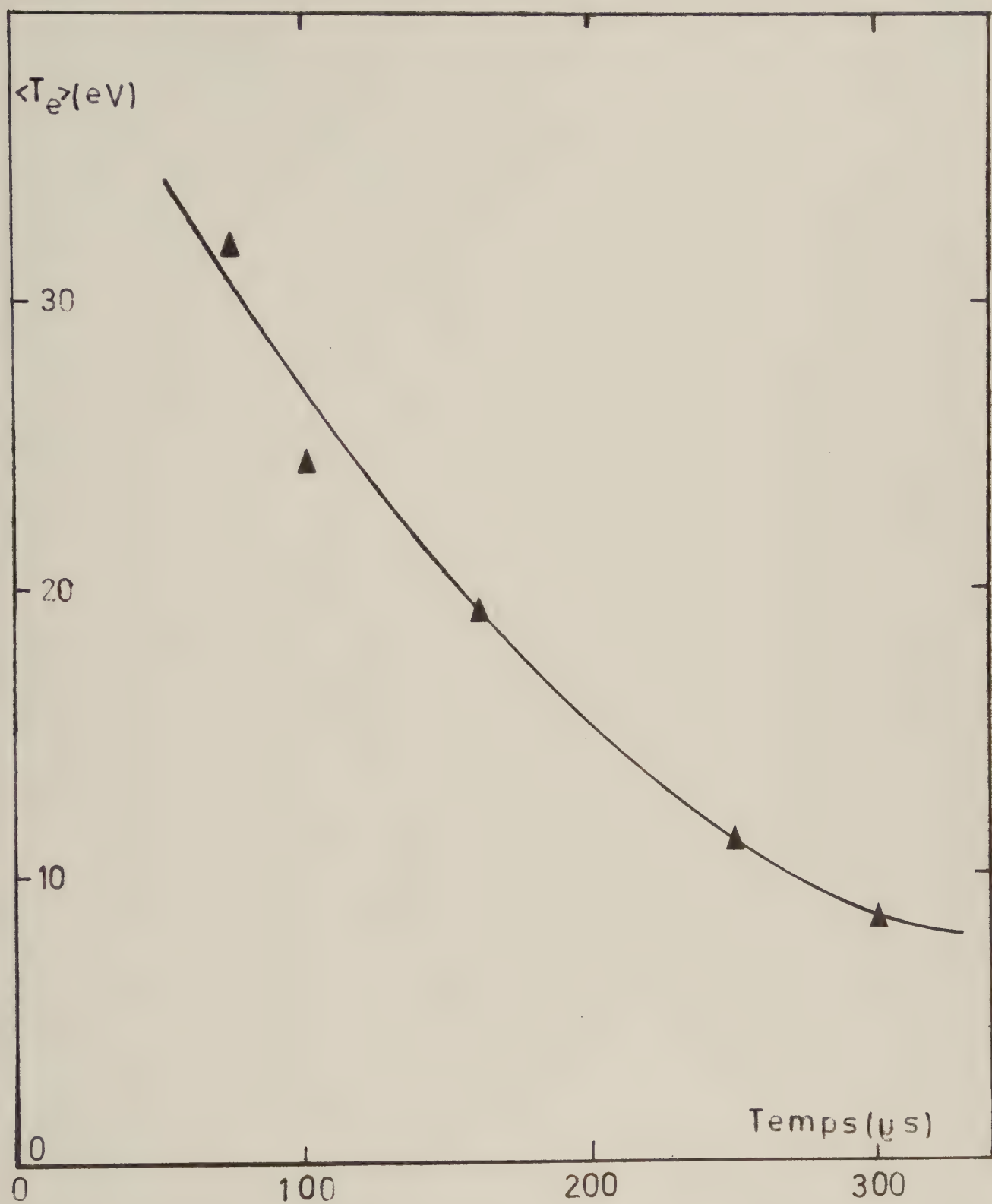


Fig. 35 EVOLUTION TEMPORELLE DE LA
TEMPERATURE ELECTRONIQUE

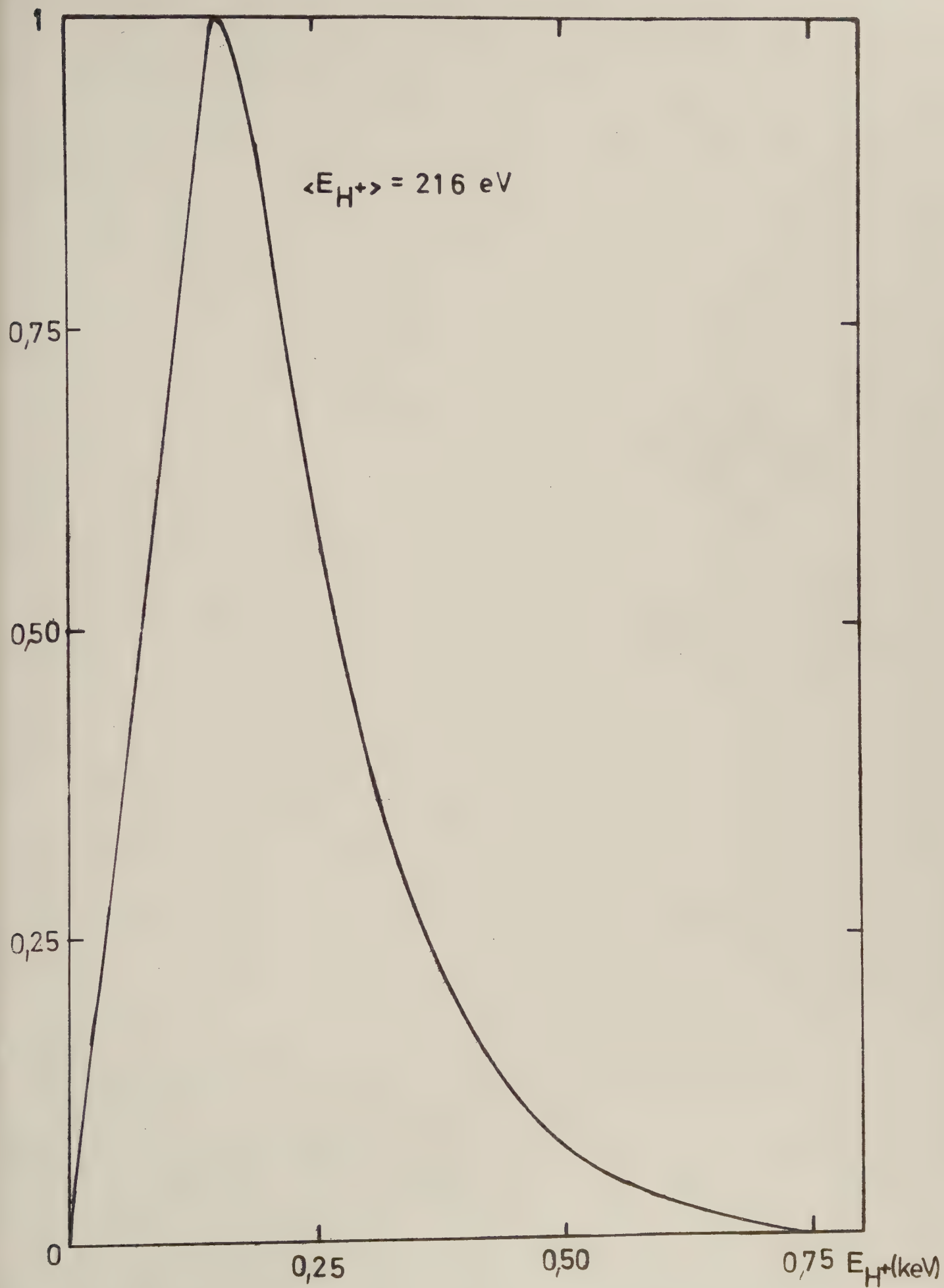


Fig. 36 SPECTRE EN ENERGIE DES IONS H^+

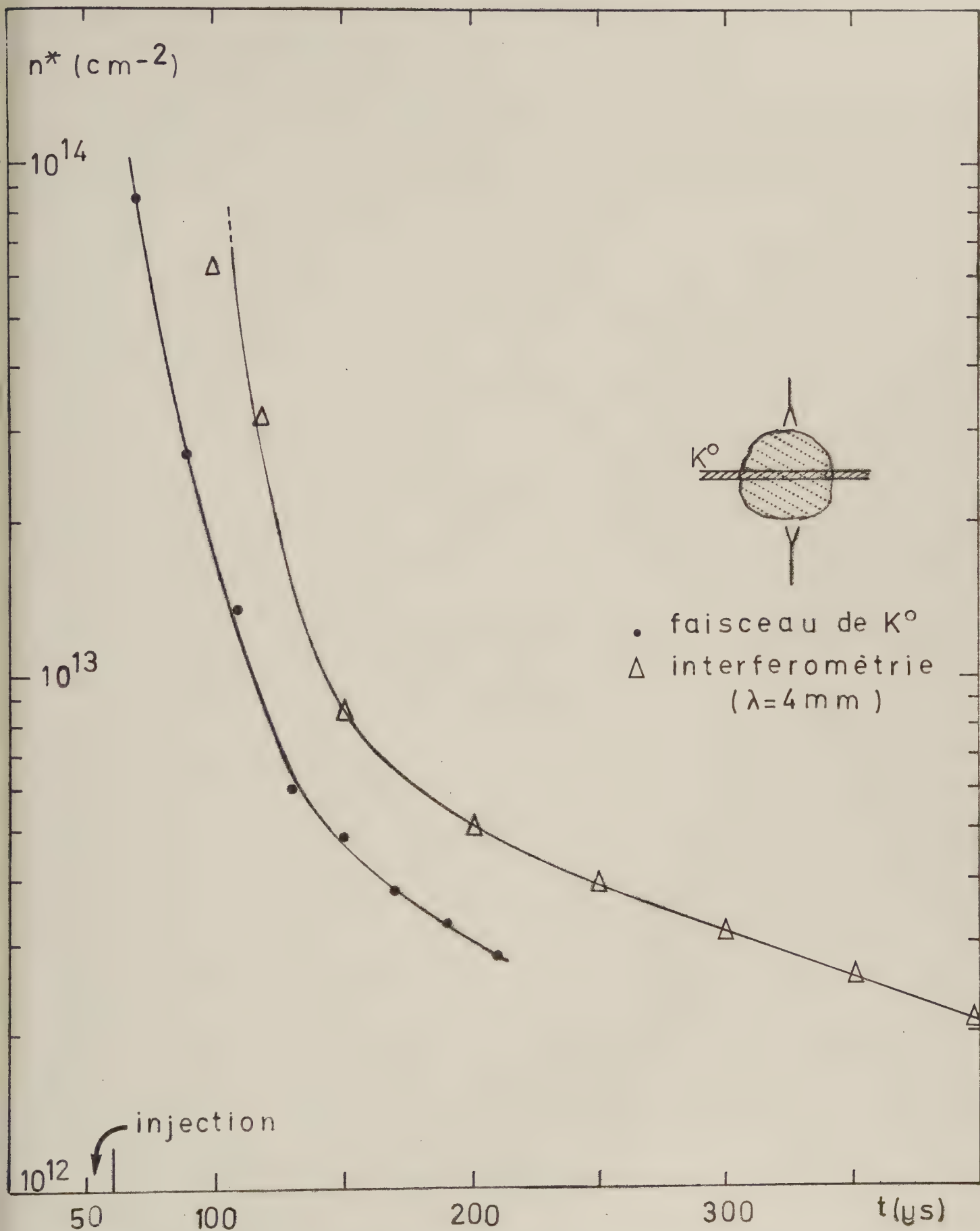


Fig.37 EVOLUTION TEMPORELLE DE LA DENSITE SUPERFICIELLE DU PLASMA

horizontalement : repère de position (cm)
 verticalement : $10^{-13} n^*$

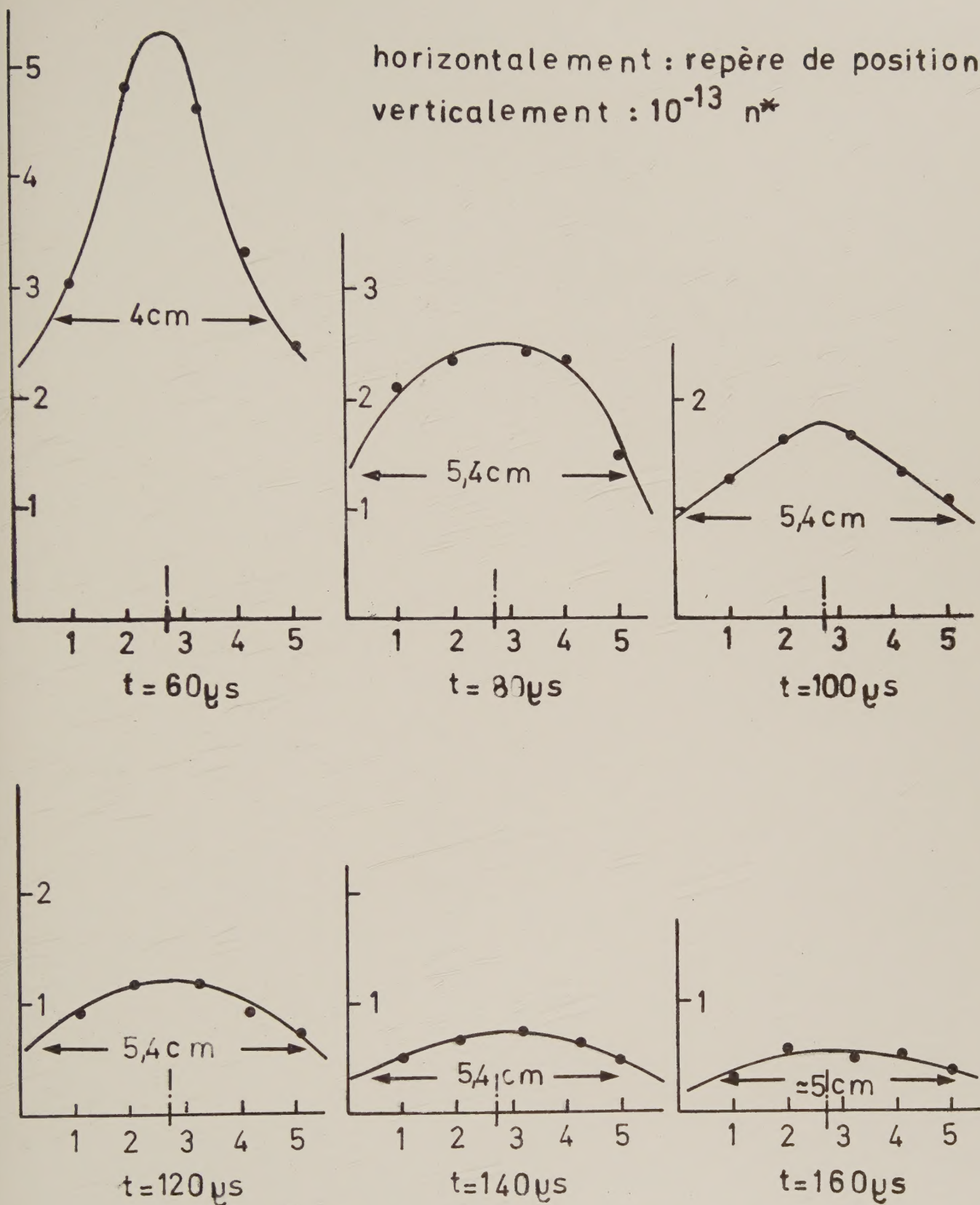


Fig. 38 EVOLUTION TEMPORELLE DU
 PROFIL DU PLASMA

